

Title	高エネルギー電子加速器に対する遮蔽設計のための光核反応に関する研究(Dissertation_全文)
Author(s)	佐藤, 達彦
Citation	Kyoto University (京都大学)
Issue Date	2001-03-23
URL	http://dx.doi.org/10.11501/3183413
Right	
Type	Thesis or Dissertation
Textversion	author

高エネルギー電子加速器に対する
遮蔽設計のための光核反応に関する研究

2001 年

佐藤達彦

発表論文リスト

本論文に記載されている内容は、以下の論文または口頭発表によって公表されている。

査読付き論文

1. Tatsuhiko Sato, Kazuo Shin, Syuichi Ban, Yoshihito Namito, Hajime Nakamura, Hideo Hirayama, "Measurements of High-Energy Photonuclear Reaction Yields in the 2.5 GeV Electron Beam Stop", Nucl. Inst. Meth. **A401**, 476 (1997)
2. Tatsuhiko Sato, Kazuo Shin, Syuichi Ban, Yoshihito Namito, Hajime Nakamura, Hideo Hirayama, "Modification of Photo-Nuclear Cascade Evaporation Code PICA95 at Energy below 150 MeV", Nucl. Inst. Meth. **A437**, 471 (1999)
3. Tatsuhiko Sato, Kazuo Shin, Ryuta Yuasa, Syuichi Ban, Heeseock Lee, Guinyun Kim, "Experimental Setup for Measurements of High Energy Photo-Neutron Spectra from Thick Target", J. Nucl. Sci. Technol., Proc. of 9th International Conference on Radiation Shielding, Tsukuba, Oct. 17-22, 1999, p. 202
4. Heeseock Lee, Syuichi Ban, Tatsuhiko Sato, Kazuo Shin, Jooshik Bak, Chinwha Chung, Heedong Choi, "Photoneutron Spectra from Thin Targets Bombarded with 2.0 GeV Electrons", J. Nucl. Sci. Technol., Proc. of 9th International Conference on Radiation Shielding, Tsukuba, Oct. 17-22, 1999, p. 207
5. Syuichi Ban, Hajime Nakamura, Tatsuhiko Sato, Kazuo Shin, "Radioactivity induced in a 2.5-GeV Electron Beam Dump", Radi. Prot. Dosi. *in press*
6. Tatsuhiko Sato, Kazuo Shin, Ryuta Yuasa, Syuichi Ban, Heeseock Lee, "Measurement of the Neutron Spectrum by the Irradiation of a 2.04-GeV Electron Beam into Thick Targets", Nucl. Inst. Meth. A *in press*

1. Tatsuhiko Sato, Kazuo Shin, Syuichi Ban, Yoshihito Namito, Hajime Nakamura, Hideo Hirayama, "Yields of Radioactive Isotopes Produced by 2.5 GeV Electron Beam in Thick Targets", Proc. of the 1st International Workshop on EGS4, KEK, Tsukuba, Aug. 26-29, 1997, p.296

2. Tatsuhiko Sato, Kazuo Shin, Syuichi Ban, Yoshihito Namito, Hajime Nakamura, Hideo Hirayama, "Radioactive Nuclides Induced in Al, Fe, Cu, Nb, Au, and Pb Foils by Irradiation of 2.5 GeV Electrons in Beam Stops", Proc. of the Radiation Protection and Shielding Topical Conference, Nashville, Apr. 19-23, 1998, Vol. 2 p.379

3. Tatsuhiko Sato, Kazuo Shin, Ryuta Yuasa, Syuichi Ban, Heeseock Lee, "Measurements of Photo-Neutron Energy Spectra from Thick Targets Produced by Irradiation of 2.0 GeV Electron Beam", Proc. of the 1999 Symposium on Nuclear Data, JAERI, Tokai, Nov. 18-19, 1999, p.255

4. "Tatsuhiko Sato, Kazuo Shin, Syuichi Ban, Tony Gabriel, C.Y. Fu, Heeseock Lee, PICA3, An Updated code of Photo-Nuclear Cascade Evaporation Code PICA95, and its Benchmark Experiments", Proc. of Advanced Monte Carlo on Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications, Lisbon, Oct. 23-26, 2000 *in press*

目次

第1章 序論	5
1.1 電子加速器の現状とその遮蔽設計	5
1.2 遮蔽設計で用いられる計算コード	6
1.3 光核反応の反応機構の概要とその研究の歴史	7
1.4 本研究の内容	9
第2章 PICA3 : PICA95 の改良とそのベンチマークテスト	10
2.1 緒言	10
2.1.1 高エネルギー光核反応を扱える計算コードの現状	10
2.1.2 PICA95 の概要とその開発の流れ	10
2.2 PICA95 の改良方法	13
2.2.1 準重陽子崩壊反応断面積に対する計算方法の改良	13
2.2.2 巨大共鳴の考慮	22
2.2.3 π 生成断面積に対する計算方法の改良	24
2.2.4 π 生成角度分布に対する計算方法の改良	29
2.2.5 核子-核子散乱に対する核媒質効果の考慮	39
2.2.6 蒸発過程の計算方法の改良	41
2.3 過去における実験データとの比較	44
2.3.1 全反応断面積に対する比較	44
2.3.2 残留核の収率に対する比較	47
2.3.3 光陽子エネルギースペクトルに対する比較	50
2.3.4 光 π エネルギースペクトルに対する比較	60
2.4 結論	66
第3章 高エネルギー電子を厚いターゲットに入射したときに生成される放射性 残留核の収率	68
3.1 緒言	68
3.2 実験方法	70
3.2.1 ターゲットスタック	70
3.2.2 放射能の測定	72
3.2.3 Ge 検出器の検出効率の測定	72
3.2.4 収率の導出方法	73
3.3 計算方法	75
3.4 結果	78
3.4.1 Au 箔中の ^{196}Au の収率	78

3.4.2	放射性残留核の収率	78
3.4.3	各ターゲットに対する考察	83
3.4.4	総放射能	91
3.5	結論	96
第 4 章	光中性子のエネルギースペクトルの測定	97
4.1	緒言	97
4.2	実験方法	98
4.2.1	実験体系	98
4.2.2	ターゲット及び照射条件	98
4.2.3	測定回路	101
4.2.4	発光量しきい値の決定方法	102
4.3	検出器	108
4.3.1	検出効率の計算	109
4.3.2	検出効率の測定	110
4.4	データ解析	114
4.4.1	飛行時間スペクトル	114
4.4.2	ターゲット表面での中性子スペクトル	118
4.5	結果及び考察	122
4.5.1	測定条件による中性子スペクトルの依存性及び誤差の評価	122
4.5.2	結果	126
4.5.3	中性子スペクトルの計算方法	131
4.5.4	測定値と計算値の比較及び考察	131
4.5.5	無限体系のターゲット中に生成される中性子の収率	134
4.6	結論	135
第 5 章	まとめ	137

第1章 序論

1.1 電子加速器の現状とその遮蔽設計

近年、電子加速器は核物理、素粒子物理の研究のみならず、自由電子レーザー、放射光など非常に広範囲に渡って利用されるようになってきた。このように広範囲に渡って電子加速器が利用されるようになった要因には、加速器関連技術の進歩によって GeV オーダーの高いエネルギーまで比較的容易に電子を加速できるようになったことが考えられる。そのような高エネルギー電子加速器は主に放射光施設として用いられ、特に第3世代の大型放射光施設と呼ばれる ESRF (European Synchrotron Radiation Facility, グルノーブル, フランス), APS (Advanced Photon Source, アルゴンヌ, アメリカ), SPring-8 (西播磨, 日本) は加速電子エネルギーが 6GeV 以上と非常に高く、多くの挿入光源を備えているため、それらによって得られる放射光はあらゆる分野で最先端の研究に利用されている。

このような高エネルギー電子加速器の遮蔽設計を考える際に特に重要となるのが、加速された電子がビームダンプや加速管などに衝突したときに引き起こされる核反応によって生成される放射性残留核及び放出中性子の収率とそのエネルギー分布である。放射性残留核の収率は施設の残留放射能を決定する時に必要であり、施設の維持管理や運転停止後の施設の安全性を評価する上で重要となる。一方中性子、特に高エネルギー中性子は物質に対する透過率が極めて高く、その収率は運転中の加速器周辺の作業場での線量評価をする時に重要となり、遮蔽体の厚さなどを決定する際に不可欠である。中性子収率を過大評価すると過剰遮蔽によって加速器建設費を無駄遣いすることになり、過小評価すると作業場での線量が許容値を超えてしまい追加遮蔽が必要となる可能性がある。

このような放射性残留核や中性子は、主に制動放射として発生した光子と原子核との反応(光核反応)によって生成される。もちろん電子が直接核反応を引き起こす場合もあるが(仮想光子核反応:第3章参照)、それによって生成される放射性残留核や中性子の収率は光核反応による収率と比べて一般的に小さい。したがって電子加速器の遮蔽を考える際は、薄いターゲットに電子を照射する実験や、単色もしくは準単色の光子をターゲットに入射する実験などといった一般的な核物理に対して行われている実験よりも、厚いターゲットに電子を直接入射して制動放射を発生させ、実際のビームダンプでの条件を再現し、それによって生成される放射性残留核の収率や放出中性子のエネルギー分布などを測定する実験の方がより実用的となる。

このような厚いターゲットに対する放射性残留核の収率に対しては Fulmer[1] などによる測定例があり、光中性子に対する収率については Bathow[2] や Eyss[3] などによる測定例がある。また、より遮蔽計算に使いやすい形のレポートとしては、Barbier[4], Swanson[5], Sullivan[6], Dinter[7] などがまとめたものが存在している。しかし、この

ような電子加速器の遮蔽設計を主目的とした実験値は依然として不足しており、早急に整備が望まれている。

1.2 遮蔽設計で用いられる計算コード

電子加速器の遮蔽設計を行う際、全ての条件（入射電子エネルギーやジオメトリーなど）を再現した実験を行い、得られた実験値をベースに設計を行うのが理想的ではあるが、実際上は不可能である。したがってこのような遮蔽設計に使える計算コードの開発が必要とされている。このような遮蔽計算には実験的に求められた遮蔽パラメータを用いる簡易計算コードを用いることもあるが、ビームダンプ周辺の遮蔽設計など精度の高い計算を要求される状況においては、次の3つの現象をより正確に扱える計算コードが必要となる。

1. 電磁カスケード輸送計算

ビームダンプや加速管などに入射した電子は制動放射として連続スペクトルを持った光子を発生させる。先述のように、放射性残留核や中性子は主にこの発生した光子による核反応によって生成されるため、ターゲット内での光子スペクトルを求めることは電子加速器の遮蔽設計において不可欠である。薄いターゲットに入射した場合の光子スペクトルは理論式、例えばSchiffの式[8]で簡単に求められるが、ビームダンプのような厚いターゲットに入射した場合のスペクトルはそのような簡単な理論式によって求めることはできない。したがってそのような場合の光子スペクトルは電磁カスケード輸送計算を扱える計算コードを使って計算する必要がある。このような目的で使える計算コードはいくつか存在するが、非常に高エネルギーまで扱える計算コードとしてはEGS4[9], ETRAN[10], FLUKA[11], ITS[12], GEANT4[13], MARS[14]などがある。これらの計算コードはいずれもモンテカルロ法と呼ばれる粒子一つ一つを確率論に基づき追跡していく方法を用いて計算している。

2. 光核反応

光子と原子核との反応断面積や、反応後の終状態（残留核や放出粒子スペクトルなど）はターゲット核の種類や入射光子エネルギーなどに複雑に依存し簡単な近似式などで表すことはできない。したがって電子加速器の遮蔽設計をする上で、光核反応を扱える計算コードは不可欠となる。もちろん仮想光子反応も扱える計算コードであれば理想的であるが、仮想光子核反応断面積やその終状態は光核反応に対する値より推測することができるので必ずしも必要ではない（第3章参照）。光核反応を扱える計算コードはいくつか存在するが、150MeV以上の高エネルギー入射光子に対応している計算コードとしてはFLUKA, MARS, CEM95[15], DINREG[16], PICA95[17]などがある。これらの計算コードはDINREGを除いて核内カスケード蒸発モデルに基づくモンテカルロ法を採用しているが、光核反応の全反応断面積の決定方法や使用している核データライブラリの違いなどからその計算結果にはばらつきがある。また光 π 生成反応しきい値以下の入射光子エネルギーに対してのみ計算可能なコードとしてはALICE-F[18]などがあり、将来的にはMCNPX[19]でも計算できるようになる予定である。

3. 核子輸送計算

作業場など遮蔽体の外側での線量を評価するには、生成された中性子がどの程度遮蔽体の外側まで透過するか計算によって求める必要がある。中性子は光核反応によって直接生成されるものの他に、光核反応によって生成された陽子や π と原子核が反応することによって生成されるものがある。したがってこのような遮蔽体の外側での中性子の線量計算を行うにはこれらの核子に対する輸送計算が必要となってくる。核子輸送計算コードは、陽子や重イオン加速器の遮蔽設計を行う上でも非常に重要であるため数多く開発されている。その中でもFLUKA, GEANT4, MARS, MCNPX, HERMESコードシステム[20], LAHETコードシステム(LCS)[21]などは特に代表的なコードであり世界各地で利用されている。

これら3つの中で、電磁カスケード及び核子輸送計算に対する計算コードは、各種ベンチマーク実験の精度もかなり良くある程度確立されてきた。しかし光核反応に対してはベンチマーク実験の結果もばらついており、まだまだこれから確立していかなければならない分野である。また、このように光核反応に対する計算コードが十分に確立されていないため、計算コードを使って遮蔽設計を行う際には、得られた計算結果よりも非常に大きく安全側に設計しておく必要がある。

1.3 光核反応の反応機構の概要とその研究の歴史

上記のような背景から、電子加速器の効果的な遮蔽設計を行うためには、実験データを整備するだけでなく、光核反応を正確に扱える計算コードの開発が不可欠であることが判る。したがってこの節ではその光核反応の反応機構の概要とその研究の歴史を簡単に説明していく。

光核反応の反応機構はおおまかには巨大共鳴(Giant Resonance)、準重陽子崩壊(Quasi-Deuteron Disintegration)、 π を生成する共鳴反応と3つに分けることができる。巨大共鳴は最も入射光子エネルギーの低い領域($\leq 30\text{MeV}$)で支配的な反応であり、液滴モデルと呼ばれる原子核を陽子と中性子からなる液滴と考えるモデルによって説明される。このような低エネルギー光子との核反応では (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, np) 反応など、数MeV程度の比較的低いエネルギーを持った少数の核子を放出する反応がほとんどとなるため、その反応断面積はカウンター実験や放射化法などを用いて比較的容易に測定できる。したがって巨大共鳴反応断面積は比較的精度良く測定されており、それらの結果はローレンツカーブで再現できることが確認されている。またそれらの実験結果及びその結果から求めたローレンツカーブのパラメータは参考文献[22]にまとめられている。しかし、巨大共鳴の反応断面積を、非常に高い光子エネルギー分解能で測定するといくつもの微細構造共鳴ピークが観測されることが判明しており、まだその反応機構が完全に解明されたとは言えない。この微細構造共鳴ピークに関する研究は現在核燃料サイクル機構において活発に行われている。

準重陽子崩壊は1950年代にLevinger[23]によって初めて提唱され、その後Levinger自身[24]やChadwick[25]などによって改良された、核内の陽子と中性子があたかも重陽子のように振る舞うと考えるモデルである。特にChadwickによる計算結果は、中重核に対する入射光子エネルギー30MeVから150MeVの間での全反応断面積をかな

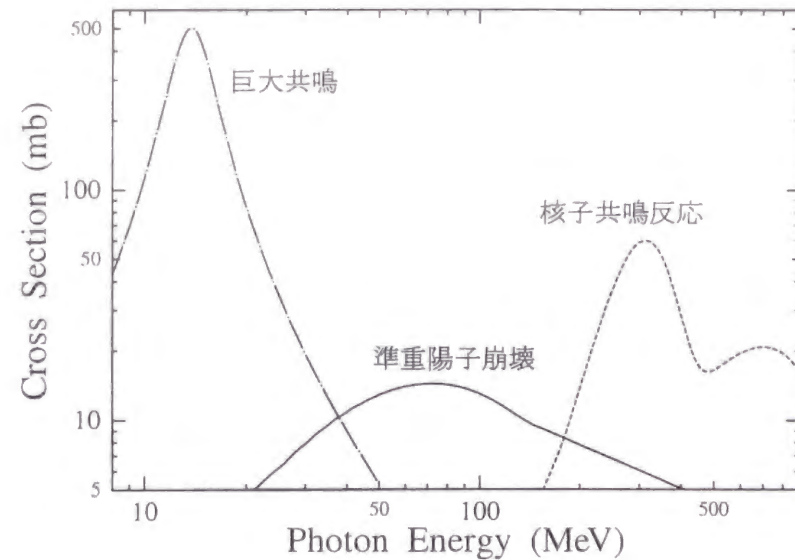


図 1.1: 光核反応の各反応機構に対する断面積の概念図。

り精度良く再現し、このエネルギー領域では準重陽子崩壊が支配的な反応であることを示している。しかし 100MeV 以下の光子を軽核に入射したときに放出される陽子スペクトルの実験結果 [26] などから、Quasi Free Knock-out(QFK) モデルと呼ばれる核内の核子を単体ではじき出す反応の重要性も示されている。また後述の共鳴反応に比べれば断面積は小さいが 150MeV 以上でも準重陽子崩壊は起こることが実験によって確認されている [27]。さらにこのような高エネルギーにおいては、準重陽子崩壊のような 2 体反応だけでなく、核内の 3 つの核子による崩壊反応の寄与も無視できないことが報告されており [28]、その反応機構はまだ完全に解明されたとは言えない。

π を生成する共鳴反応は、 π 生成しきい値である約 150MeV より高いエネルギーで支配的な反応となる。これらは核内の核子が核子共鳴状態を形成し、その状態が崩壊することによって π や核子を放出する反応である。核子と光子の反応断面積や、その反応による放出粒子の角度分布などに対する実験値は非常によく整備されており [29]、それらの結果は文献 [30][31] のフィッティング式によって精度良く再現されている。一方、原子核に対する反応断面積は核子に対する反応断面積の質量数倍であると考えられていたが、最近では核媒質効果 (Nuclear Medium Effect) や Shadowing 効果などによって単純な質量数倍でないと考えられている [32]。具体的には、核媒質効果によって共鳴の幅は広がりそのピークの位置は高エネルギー側にシフトし、Shadowing 効果によって高エネルギー (GeV オーダー) での反応断面積は核子に対する値の質量数倍よりも小さくなる。また、さらにエネルギーが高くなると共鳴状態を介さず π を生成する反応も存在する。

参考のために、それぞれの反応断面積を概念的に表したものを図 1.1 に示しておく。ただしこの図はあくまでも光核反応機構に対する大まかなイメージを表したものであり、正確な数値などは第 2 章で与えている。

1.4 本研究の内容

このような背景から、本研究では現在不足している電子加速器の遮蔽設計において直接重要となる以下の 2 種類の実験を系統的に行った。1 つ目は厚い金属板の間に薄い金属箔を挟んだものをターゲットスタックとして用意し、それを高エネルギー電子で照射し、照射後の金属箔の残留放射能を Ge 検出器で測定することによって、ターゲット内で生成された放射性残留核の収率を測定する実験である。2 つ目は高エネルギー電子を厚いターゲットに直接入射させ、そこから 90 度方向に発生する中性子のエネルギースペクトルを飛行時間測定法 (Time of Flight method: TOF 法) を用いて測定する実験である。これらの実験によって得られる実験データは、電子加速器の遮蔽設計において非常に重要であるにも関わらず未整備な状態にあり、特に中性子スペクトルに対する実験データは、その測定が困難であることから数百 MeV 以上のエネルギーの電子入射に対してはまったく存在しない。

一方遮蔽計算の面では、高エネルギー光核反応を扱える計算コードの中から PICA95 を選択し、全反応断面積などの実験値の再現性が良くなるように改良した。またこの改良した計算コード PICA3 と電磁カスケード輸送計算コード EGS4 と核子輸送計算コードシステム LCS を組み合わせて我々の行った実験値に対する計算値を導出し、比較検討を行った。

本論文は以下のような構成になっている。まず第 2 章では計算コードの改良方法とそのベンチマークテストの結果について、第 3 章では放射性残留核の収率を測定した実験方法とその結果について、第 4 章では中性子エネルギースペクトル測定実験の方法とその結果についてまとめている。本論文の主旨は実験値を整備することにあると考えているため、実験結果を先に述べるのが妥当であると思われたが、改良した計算コードを使って実験結果を解析しているため、あえて計算コードの改良について先に述べ実験結果を後に述べるという構成にした。また第 5 章では本研究の結果から言える結論および成果が簡単にまとめられている。

第2章 PICA3 : PICA95の改良とそのベンチマークテスト

2.1 緒言

2.1.1 高エネルギー光核反応を扱える計算コードの現状

第1章で述べたように、電子加速器の遮蔽計算には高エネルギー光核反応を扱える計算コードが不可欠である。このような計算コードとしてはFLUKA, MARS, CEM95, DINREG, PICA95などが存在する。これらの計算コードの中で、PICA95のみが入射粒子を光子に限定して開発されたコードであり、それ以外の計算コードは核子入射にも対応している。

各計算コードの光核反応に対する計算方法は、DINREGを除いて核内カスケード[33][34] + 蒸発モデル[35]に基づくモンテカルロ計算法を採用している。しかし、各反応断面積の計算方法、前平衡過程[36]の考慮の有無、カスケードや蒸発計算で使う核パラメータなどが計算コードによって違うため、その計算結果は必ずしも一致しているとは言えない。一方DINREGはMulti-Fragmentation Modelと呼ばれる計算方法を採用しているが、この計算コードは非公開であるためその詳細についてはよく判っていない。

また上記5つの計算コードの中で、FLUKA及びMARSは粒子の輸送計算も扱えるため遮蔽計算を行う上で非常に便利である。しかし、高エネルギー光核反応に対する計算コードの開発が、粒子の輸送に対する計算コードの開発よりもかなり遅れていることを考慮すると、光核反応に対する計算精度の向上が直接遮蔽計算の精度の向上につながると考えられ、その場合光核反応のみを扱える計算コードを改良した方が簡単である。したがって、公開されている計算コードであること、光核反応にのみを扱える計算コードであることなどを考慮した結果、本研究ではPICA95を選択しそれを改良することにした。

2.1.2 PICA95の概要とその開発の流れ

PICA95は1995年にそれまであった核内カスケード計算コードPICA[37]を改良して、その適応入射光子エネルギー範囲を拡張した計算コードである。PICAとは、まだ核子入射に対する計算コードHETC[38]しか核内カスケード計算コードが存在しなかった1969年に、初めて開発された光子入射に対する核内カスケード計算コードである。PICAが考慮できる反応は準重陽子崩壊反応と単一 π 生成反応だけであったため、その適応入射光子エネルギー範囲は巨大共鳴の寄与の小さくなる30MeVから多重 π 生成反応の始まる350MeVまでであった。しかし高エネルギー電子加速器の需要

が大きくなると共に、より高い入射エネルギーまで適応した計算コードが必要となってきたため、PICA95では5つ π を生成する反応まで考慮できるように改良され、その最大適応入射光子エネルギーは3.5GeVまで拡張された。

参考のためPICA95の計算の簡単な流れを図2.1に示しておく。まず追跡する光子の初期条件を決定する(図2.1①参照)。その光子に対する核内での飛行距離を全光核反応断面積を用いることによって計算する(②)。計算された飛行距離を用いて決定した新しい光子の座標が核内にあるときは、その光子は核内で吸収されたとして、その反応機構(準重陽子崩壊 or π 生成反応)を決定し、さらにその反応直後の状態を計算する(③~④)。さらにその反応の終状態がパウリの排他律によって禁止されていないかチェックし(⑤)、禁止されていない場合は生成された陽子、中性子、 π のカスケード過程の計算へと移行する(⑥)。カスケードが終了するとその光子によって放出された高エネルギー粒子の種類とエネルギー及び残留核の励起エネルギーなどの情報を出力する(⑦)。ここで全てのHistoryに対して計算が終わった場合は、出力しておいた残留核に対する励起エネルギーや反跳エネルギーを用いてその残留核に対する蒸発過程を計算し、最終的な残留核やその過程で放出された粒子のスペクトルなどを出力する(⑧)。

しかしPICA95には以下のような短所があることが判明している。

1. 準重陽子崩壊反応断面積が大きい。
2. 巨大共鳴を考慮していない。
3. 核子共鳴状態に対する核媒質効果を考慮していない。
4. 高エネルギー光核反応断面積に対するShadowing効果を考慮していない。
5. 複雑な形を持つ π 生成の角度分布を考慮していない。
6. 蒸発過程で使用している質量公式(Mass Formula)が古い。
7. 蒸発過程で使用する準位密度定数の励起エネルギー依存性を考慮していない。
8. 核子-核子散乱断面積の核媒質効果を考慮していない。
9. 軽核に対して重要となるQFK反応を考慮していない。
10. 前平衡過程を考慮していない。(核内カスケード+蒸発過程の2ステップモデルを採用)

本研究ではこれらの中から1~8の短所をなくすようにPICA95を改良し、改良したPICA95をPICA3と名付けた。本章第2節ではその改良方法について説明し、第3節ではそのPICA3のベンチマークテストの結果について示している。

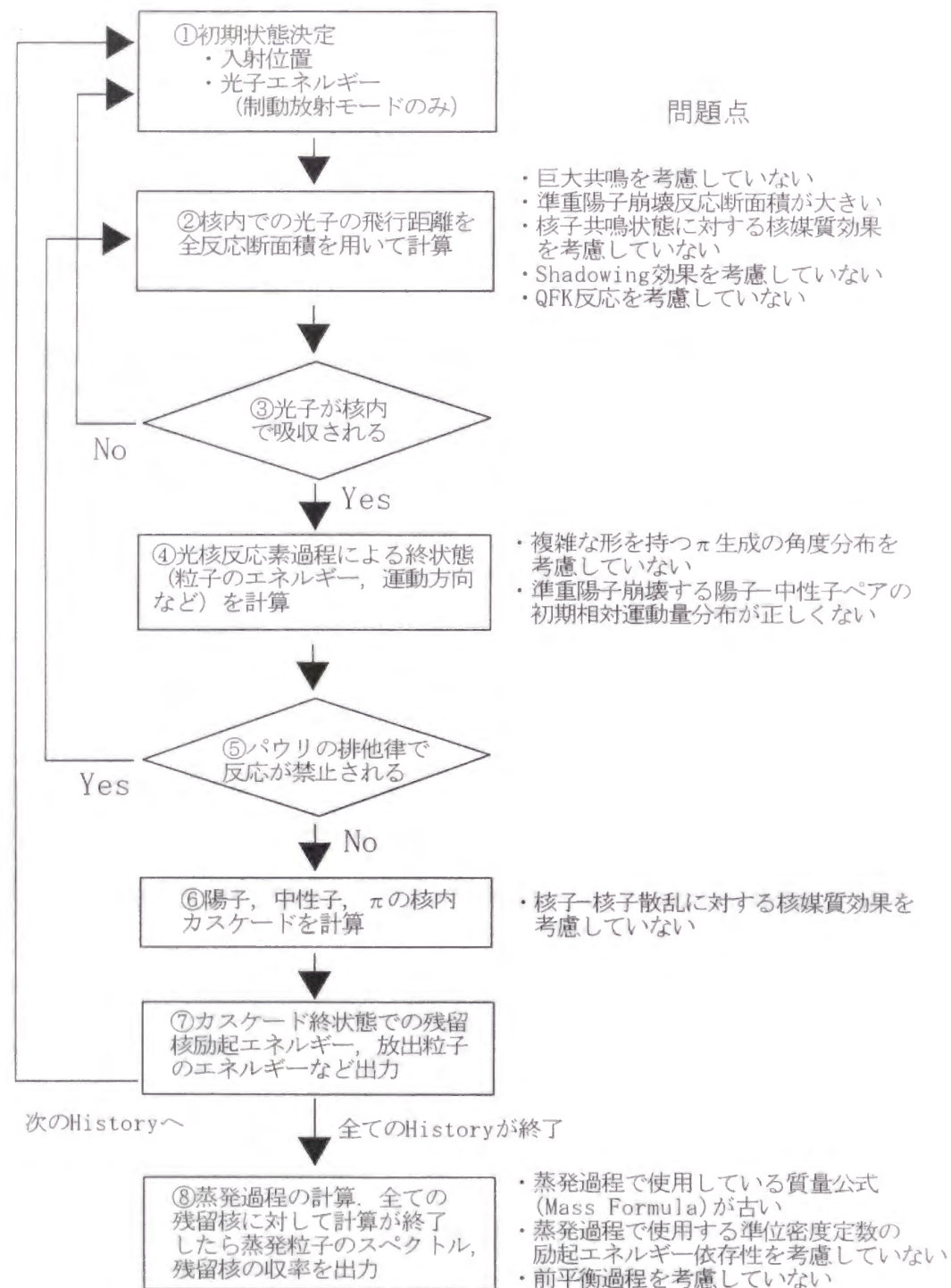


図 2.1: PICA95 による計算の流れ. (右側はその問題点)

2.2 PICA95 の改良方法

2.2.1 準重陽子崩壊反応断面積に対する計算方法の改良

準重陽子崩壊反応の反応機構

準重陽子崩壊反応に対する PICA95 の計算方法の改良について説明する前に, 準重陽子崩壊反応の反応機構についてもう少し詳しく述べておく必要がある.

準重陽子崩壊は先述の通り核内の陽子と中性子があたかも重陽子のように振る舞う反応である. したがって光子と準重陽子との反応断面積は光子と重陽子の反応断面積と関係がある. Levinger[23] によると, 陽子と中性子のペアが光子と反応するには, それら 2 つの粒子が非常に近くはならない. したがって同じエネルギー E_γ の光子による重陽子の崩壊断面積と, 核内にある 1 つの陽子と中性子のペアの崩壊断面積の比は, それぞれ 2 つの粒子が非常に近くにある確率の比に等しい.

Levinger[23] によると, 核内の 1 つの陽子と中性子のペアの波動関数 $\psi_{qd1}(k, r)$ は,

$$\begin{aligned}\psi_{qd1}(k, r) &= \left(\frac{4\pi}{V}\right)^{\frac{1}{2}} (\alpha^2 + k^2)^{-\frac{1}{2}} r^{-1} \left[-\left(\frac{\alpha}{k}\right) \sin kr + \cos kr - \chi \right] \\ &\simeq \left(\frac{4\pi}{V}\right)^{\frac{1}{2}} (\alpha^2 + k^2)^{-\frac{1}{2}} r^{-1} (1 - \alpha r - \chi)\end{aligned}\quad (2.1)$$

と表すことができ, 重陽子を構成する陽子と中性子の波動関数 $\psi_d(r)$ は,

$$\begin{aligned}\psi_d(r) &= \left(\frac{2\alpha}{1 - \alpha r_0}\right)^{\frac{1}{2}} r^{-1} (\exp(-\alpha r) - \chi) \\ &\simeq \left(\frac{2\alpha}{1 - \alpha r_0}\right)^{\frac{1}{2}} r^{-1} (1 - \alpha r - \chi)\end{aligned}\quad (2.2)$$

と表すことができる. ここで V は原子核の体積, r は陽子と中性子間の距離, χ はポテンシャルの形に依存する関数で, 核力の有効な距離でのみ影響する. k は陽子と中性子の相対運動量に対応する波数で, 陽子と中性子の波数をそれぞれ \vec{k}_1, \vec{k}_2 とすると,

$$k = \frac{|\vec{k}_1 - \vec{k}_2|}{2}\quad (2.3)$$

と表される. また α^{-1} で散乱長を表し, r_0 は有効距離である. 両式とも近似する際, 陽子中性子間の距離が非常に近い ($kr \ll 1, \alpha r \ll 1$) という条件を用いた. したがって次式で示すように, 核内にある 1 つの陽子と中性子のペアの崩壊断面積 $\sigma_{qd1}(k, E_\gamma)$ と, 光子による重陽子の崩壊断面積 $\sigma_d(E_\gamma)$ 比は, これらの近似後の波動関数の 2 乗の比と等しくなる.

$$\frac{\sigma_{qd1}(k, E_\gamma)}{\sigma_d(E_\gamma)} = \left(\frac{\psi_{qd1}(k, r)}{\psi_d(r)}\right)^2 = 2\pi \frac{1 - \alpha r_0}{\alpha (\alpha^2 + k^2) V}\quad (2.4)$$

式 (2.4) より明らかなように, 断面積の比は光子のエネルギーや陽子, 中性子間の距離に依存しない. したがって原子核の体積 V は近似的にその質量数 A に比例すること, 原子核内の陽子と中性子のペアの数は核内の陽子数 Z と中性子数 N を掛けたも

のに等しいことなどを考慮すると、エネルギー E_γ の光子が原子核に入射したときの準重陽子崩壊反応断面積 $\sigma_{qd}(E_\gamma)$ は、式 (2.4) を相対運動量で積分することによって、

$$\begin{aligned}\sigma_{qd}(E_\gamma) &= \int_k NZ\sigma_{qd1}(k, E_\gamma)f(E_\gamma)dk \\ &= \frac{L}{A}NZ\sigma_d(E_\gamma)f(E_\gamma)\end{aligned}\quad (2.5)$$

と表すことができる。ここで $f(E_\gamma)$ はパウリブロッッキング関数と呼ばれる関数で、反応の終状態がパウリの排他律によって禁止されない反応の確率を表している。また L はレビンガー定数と呼ばれるパラメータで、 L/A が核内の陽子と中性子のペアが重陽子とみなせる確率を示している。Chadwick[25]によると、レビンガー定数の具体的な値は、原子核中の陽子と中性子をそれぞれ1つのフェルミガスと仮定することによって、式 (2.4), (2.5) を比較する事によって導かれる次式より求められる。

$$L = A \int_0^{k_F} 2\pi \frac{1 - \alpha r_0}{\alpha(\alpha^2 + k^2)} M(k) dk \quad (2.6)$$

ここで k_F はフェルミ運動量に対応する波数、 $M(k)$ はフェルミガス中の2粒子の相対運動量分布で、文献 [39] によると、

$$M(k) = 24 \frac{k^2}{k_F^3} \left[1 - \frac{3k}{2k_F} + \frac{1}{2} \left(\frac{k}{k_F} \right)^3 \right] \quad (2.7)$$

と表すことができる。パラメータとして文献 [25] 中で使用されている値 ($\alpha = 0.232 \text{ fm}^{-1}$, $r_0 = 1.761 \text{ fm}$, $V = \frac{4\pi}{3} A(1.2 \times 10^{-1})^3 \text{ fm}^3$, フェルミエネルギー 35 MeV) を用いて式 (2.6) を数値的に積分すると $L = 6.5$ を得る。しかし実際の核は1領域のフェルミガスで表されるような単純な系ではないため、後述の PICA95 のようにレビンガー定数を規格化定数のような実験より求められるパラメータとみなす考え方もある。

パウリブロッッキング関数については Chadwick[25] によってよく分析されており、それによるとエネルギー E_γ が 20 MeV から 140 MeV 程度までの光子に対するその関数は、

$$\begin{aligned}f(E_\gamma) &= 8.3714 \times 10^{-2} - 9.8343 \times 10^{-3} E_\gamma + 4.1222 \times 10^{-4} E_\gamma^2 \\ &\quad - 3.4762 \times 10^{-6} E_\gamma^3 + 9.3537 \times 10^{-9} E_\gamma^4\end{aligned}\quad (2.8)$$

という形で示すことができる。この関数は光子エネルギーに対して単調増加である。これは入射光子エネルギーが低いと終状態における陽子、中性子のエネルギーが小さくなり、パウリの排他律によって反応が禁止される確率が高くなることを示している。

重陽子の光子に対する崩壊断面積は非常によく研究されており、 250 MeV 以下の光子に対しては次式で近似することができる。

$$\sigma_d(E_\gamma) = 61.2 \frac{(E_\gamma - 2.224)^{\frac{3}{2}}}{E_\gamma^3} \text{ (mb)} \quad (2.9)$$

このようにして求めた $L, f(E_\gamma), \sigma_d(E_\gamma)$ を式 (2.5) に代入することによって準重陽子崩壊反応の断面積を求めることができる。Chadwick[25] は、この計算方法によって入射光子エネルギー 150 MeV 以下の重核に対する準重陽子崩壊断面積を求め、その結果は光子エネルギー $30 \text{ MeV} \sim 150 \text{ MeV}$ での非弾性散乱断面積に対する実験結果を非常によく再現することを示している。

レビンガー定数の計算方法の改良

以上の説明から、準重陽子崩壊反応断面積はレビンガー定数の値に大きく依存し、その値は原子核中の陽子と中性子をそれぞれ1つのフェルミガスと仮定するならば式 (2.6) によって求めることができることが判った。しかし PICA95 のような核内カスケードモデルを用いた計算コードは、原子核をその核密度によって3つの領域に分割し、それぞれを独立したフェルミガスと仮定しているため、式 (2.6) を直接用いることはできない。分割された3領域に対して式 (2.6) を用いると違う領域中にある陽子と中性子がペアになることを考慮できないからである。したがって PICA95 では、一定値 10.3 に違う領域の陽子と中性子がペアになることを考慮するための再規格化定数を掛けて、実験値 [40] と一致するように求められた値をレビンガー定数としている。その再規格化定数 C は、違う領域の陽子、中性子がペアにならないことによる全ペア数の減少を補正するように、次式で求められる。

$$C = \frac{NZ}{\sum_{j=1}^3 N_j Z_j} \quad (2.10)$$

ここで N, Z は核内の全中性子、陽子数、 N_j, Z_j は領域 j にある中性子、陽子数を示している。

しかし式 (2.4) が示すように、重陽子と準重陽子の崩壊断面積の比は、その陽子と中性子が十分に近くにある確率の比に等しい。したがって核内で十分近くにある陽子と中性子のペアのみが光子と反応できる。したがって核を3領域に分割した場合、同じ領域にある陽子と中性子のペアが反応する確率に比べて、違う領域にあるペアが反応する確率は非常に小さい。この確率を無視できると仮定すると、核を3領域に分割した場合に対しても、それぞれの領域別に式 (2.6) を適用させることができる。

$$L_j = A \int_0^{k_{Fj}} 2\pi \frac{1 - \alpha r_0}{\alpha(\alpha^2 + k^2)} V_j M(k) dk \quad (2.11)$$

ここで L_j, k_{Fj}, V_j はそれぞれ領域 j のレビンガー定数、フェルミ運動量、体積を示しており、各領域でのフェルミ運動量、体積は PICA95 で使用している核データより計算して求められる。またそれ以外のパラメータについては式 (2.6) と同じものであり、計算で用いる値には前述の文献 [25] で用いていた値と同じ値を使用した。例として ^{65}Cu に対して計算した L_j の値を、その領域の外径、核密度、フェルミ運動量と共に表 2.1 に示す。一般に、このようにして計算された各領域別のレビンガー定数 L_j は、原子核を1つのフェルミガスと仮定した場合に得られる 6.5 より大きくなる場合が多い。これは同じ領域内にある核子同士は近くにある可能性が高いからであるが、全体の陽子-中性子ペアの数が少なくなっているため全反応断面積は1つのフェルミガスと仮定した場合とそれほど大きく変化しない。各領域別では、一番内側の領域に対する L_j が一番大きく、続いて一番外側、中間の領域と続く場合が多い。これは内側の領域になるほど核密度が大きくなり、外側になるほど相対運動量 k が小さくなるため、その領域内の陽子-中性子ペアが重陽子と見なせる確率が大きくなるためである。

例として、 ^{181}Ta に対するパウリの排他律を考慮する前の反応断面積を、前述のように各領域に対して別々にレビンガー定数を計算するように改良した PICA95 による

表 2.1: ^{65}Cu に対して式 (2.11) を用いて計算した各領域でのレビンガー定数 L_j . 計算の際, $\alpha = 0.232 \text{ fm}^{-1}$, $r_0 = 1.761 \text{ fm}$ とした.

核領域	L_j	外径 (fm)	核密度 (/fm ³)	k_{Fj} (/fm)
内側	22.7	3.11	0.163	1.34
↓	9.16	5.06	0.088	1.09
外側	11.4	6.81	0.010	0.53

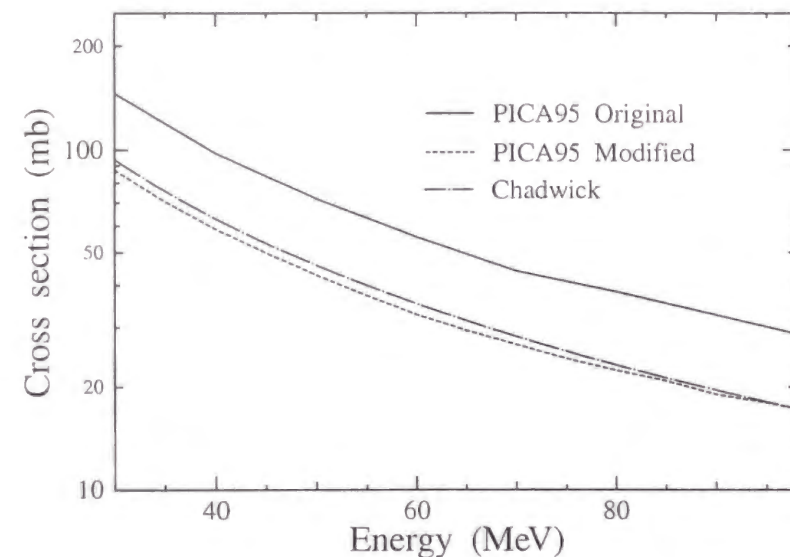


図 2.2: パウリの排他律を考慮する前の ^{181}Ta に対する準重陽子崩壊断面積の計算値. 実線, 破線はそれぞれ改良前後の PICA95 による計算結果を示しており, 一点鎖線は Chadwick[25] による計算結果を示している.

結果と, その改良を行う前の結果を図 2.2 に示す. 参考のため, 核を 1 つのフェルミガスと仮定してレビンガー定数を計算し, それを式 (2.5) に代入した Chadwick による計算結果 [25] を示しておく. 改良後の PICA95 による計算値はこの結果とよく一致している. 一方改良前の PICA95 によって計算された値は, 他の値に比べてかなり大きくなっている.

相対運動量分布によるパウリブロッキング関数の変化

式 (2.4) より, 核内の陽子と中性子が重陽子とみなせる確率は相対運動量 k にも依存することが判り, その相対運動量が小さいほどその確率は大きいことが判る. したがって実際に反応するペアの相対運動量分布 $M_r(k)$ は, フェルミガス中にある普通の 2 粒子の相対運動量分布 $M(k)$ (式 (2.7) 参照) よりも低運動量側に偏っているはずであ

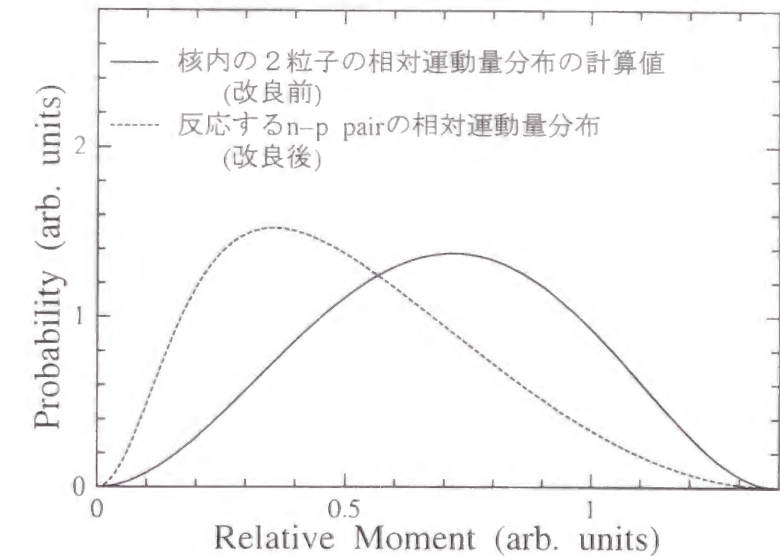


図 2.3: 式 (2.3) で定義される n-p ペアの相対運動量分布. 実線は核内の 2 核子の相対運動量分布を表しており, 破線は実際に反応する n-p ペアの相対運動量分布を示している.

り, 式 (2.6) より次式で表されることが判る.

$$M_r(k) = \frac{C}{\alpha^2 + k^2} M(k) \quad (2.12)$$

ここで C は $\int_0^{k_F} M_r(k) dk = 1$ となるようにした規格化定数, それ以外のパラメータは式 (2.4) と同じものを示している. しかし PICA95 では反応する陽子, 中性子の運動量をランダムに決めているため, その相対運動量分布は $M(k)$ に等しく, この偏りは考慮されていない. したがってこの偏りを考慮するよう PICA95 の計算法を改良した. 図 2.3 に $M(k)$, $M_r(k)$ 及び, 改良前の PICA95 の計算した反応する陽子と中性子のペアの相対運動量をサンプリングしたものを示す. ただし k_F は 1.37 fm^{-1} , α は 0.232 fm^{-1} とした. 図 2.3 より $M_r(k)$ はかなり低運動量側に偏重していることがわかる.

次にこの改良が準重陽子崩壊の反応断面積に与える影響について述べる. まず陽子と中性子のペアの相対運動量が小さい方に偏重すると, 始状態における光子を含めた全運動量分布は大きい方に偏重する. 図 2.4 に示すように, 全エネルギーが同じ場合, 全運動量が大きいと終状態における陽子と中性子の運動量の絶対値に差が生じやすくなる. ここで陽子と中性子の質量に差がないとすると, 全エネルギーが等しいという条件を満たすように終状態の陽子, 中性子の軌跡を運動量空間で描くと, 図 2.4 に示したような, 相対運動量の中点を中心とした円になる. ここでこの円の半径 r は,

$$r^2 = \frac{k_{pf}^2 + k_{nf}^2}{2} - \frac{\vec{k}^2}{4} \quad (2.13)$$

と表すことができる. ここで k_{pf} , k_{nf} は陽子, 中性子の終状態における運動量に対応する波数を示しており, $k_{pf}^2 + k_{nf}^2$ で全エネルギーのみに依存した定数となる.

図 2.4 が示すように, 全エネルギーが同じ場合, 全運動量が大きい方が終状態における陽子と中性子の運動量の絶対値に差が生じやすくなる (図中左側参照). このよ

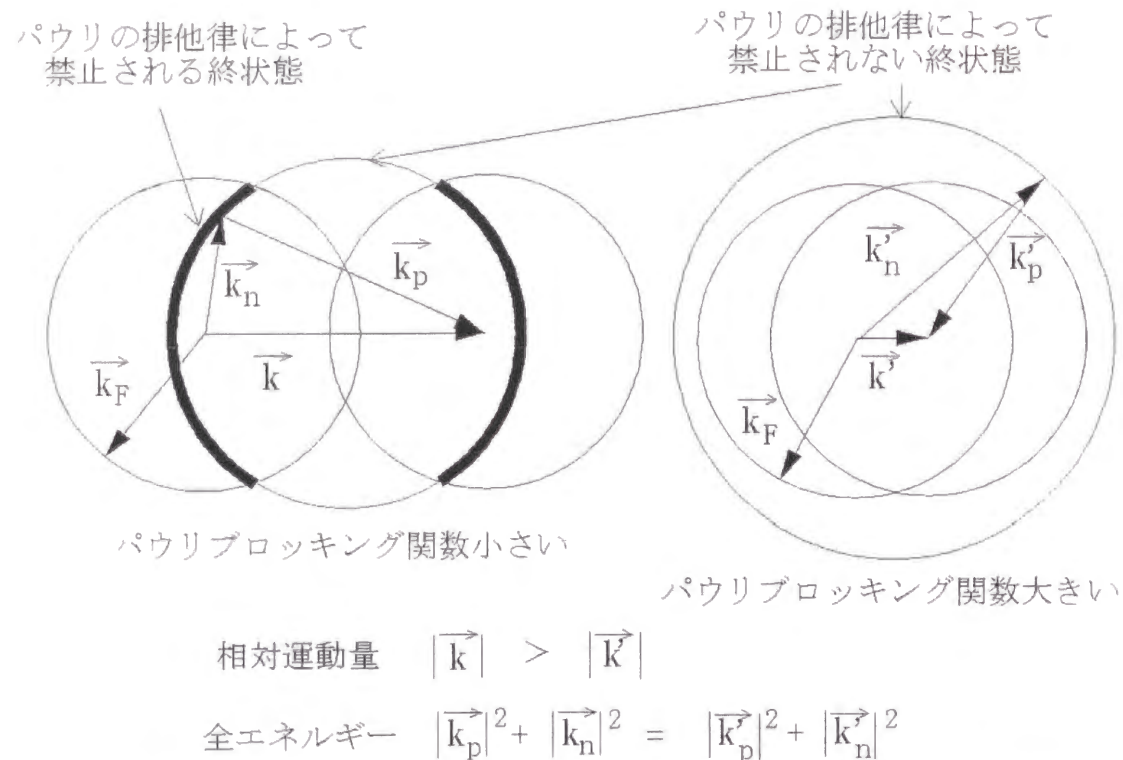


図 2.4: n-p ペアの相対運動量とパウリブロッキング関数の関係を表した図。

うに運動量の絶対値に差が大きいと、どちらか一方の運動量がフェルミ運動量より小さくなり、パウリの排他律を考慮したときに禁止される終状態（図中の太線）の確率が高くなる。したがって相対運動量分布の低運動量側への偏りを考慮すると、式 (2.5) 中のパウリブロッキング関数 $f(E_\gamma)$ が小さくなり、結果として準重陽子崩壊反応の断面積は小さくなる。

光重陽子崩壊断面積およびその角度分布の改良

式 (2.4) によると、準重陽子崩壊反応断面積は光重陽子崩壊断面積に比例することが判る。またその反応機構の性質より、反応直後の陽子、中性子の角度分布は光重陽子崩壊に対する角度分布と同じになることが予想される。PICA95 では光重陽子崩壊断面積として、過去における実験値 [41]–[44] の平均値を 20MeV ごとに求め、その値を内挿することによって求めた値を採用している。しかし、当時の実験データは高エネルギー側で未整備な状態であったため、550MeV 以上で一定値と仮定しており、それ以下のエネルギーに対しても最近の実験値や計算値とあまり一致しないことが判明している。また角度分布としては、光子エネルギーが 140MeV 以下の対しては Partovi[42] の与えた計算値、それ以上のエネルギーに対しては過去における実験値 [41][43] を採用している。しかしこれらのデータも、特に高エネルギー側で最近の実験値や計算値とあまり一致しないことが判明している。

したがって、計算で使用するこれらの値を最近の傾向と一致するように改良した。具体的には、まず入射光子エネルギーが 20MeV から 440MeV の範囲に対しては崩壊断面積、角度分布共に Jenkins らによるフィッティング式 [45] を用いて計算するよう

に改良した。それによると、光崩壊後による陽子の放出角度に対する微分断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{l=0}^4 A_l(E_\gamma) P_l(\cos \theta), \quad (2.14)$$

と表すことができる。ここで θ は重心系で見た陽子の放出角度、 P_l はルジャンドルの l 次の多項式、 E_γ は入射光子のエネルギーを示している。エネルギー依存項である A_l は次の式でフィッティングする：

$$A_l(E_\gamma) = C_{1l} \exp(C_{2l} E_\gamma) + C_{3l} \exp(C_{4l} E_\gamma) + \frac{C_{5l} + C_{6l} E_\gamma}{1 + C_{8l} (E_\gamma - C_{7l})^2}, \quad (2.15)$$

ここで C_{1l} から C_{8l} まではフィッティングパラメータである。ただし $l \geq 1$ に対する C_{5l} から C_{8l} までの値は 0 としている。Jenkins らはこれらのフィッティングパラメータを非常に数多くの実験データから求めており、その結果はそれらの実験値を非常に良く再現している。また、全崩壊断面積に対しては、式 (2.14) によって求められた微分断面積を積分することによって求めた値を使用するように改良した。

しかし、このフィッティング式は入射エネルギーが 20MeV 以下及び 440MeV 以上には対応していない。20MeV 以下の入射エネルギーに対する断面積は式 (2.9) でかなり精度良く再現できるのでその式を用い、その角度分布は E_γ を 20MeV として式 (2.14) より求めた角度分布と同じであると仮定した。

一方、入射光子エネルギーが 440MeV 以上に対する光重陽子崩壊断面積の測定例は非常に少なく、それをフィッティングした式も存在しない。しかし微分断面積に対しては 90 度方向に対してのみ高エネルギーまで測定した例があるので、その実験値を元に崩壊断面積を推定することにした。具体的には、角度分布は 440MeV 以上で一定と仮定することによって、光子エネルギー E_γ に対する崩壊断面積 σ_d は、

$$\sigma_d(E_\gamma) = \sigma_d(440) \times \frac{d\sigma_{\text{exp}}(E_\gamma)/d\Omega|_{\theta=90}}{d\sigma(440)/d\Omega|_{\theta=90}}, \quad (2.16)$$

と表すことができる。ここで $\sigma_d(440)$ は光子エネルギー 440MeV に対して式 (2.14) を積分することによって求めた崩壊断面積、 $d\sigma(440)/d\Omega|_{\theta=90}$ は光子エネルギー 440MeV、陽子放出角度 90 度に対して計算した微分断面積、 $d\sigma_{\text{exp}}(E_\gamma)/d\Omega|_{\theta=90}$ は光子エネルギー E_γ に対する微分断面積の実験値を表している。実験値には文献 [44][46][47] の値を用い、実験値のない光子エネルギーに対しては直線内挿して求めるようにした。このようにして求めた光重陽子崩壊断面積と、元来 PICA95 で使用していた値を比較した結果を図 2.5 に示す。図より、2つの値は高エネルギー側で大きく違ふことが判る。

例として、準重陽子崩壊に対する改良前後の PICA95 による ^{181}Ta に対するその反応断面積の計算結果、Chadwick[25] による式 (2.5–2.8) を使った計算結果、及び実験値 [48] を図 2.6 に示す。ただし実験値は非弾性散乱断面積の測定値から、計算式によって求められた巨大共鳴による寄与（式 (2.17) 参照）を差し引いた値である。改良前の PICA95 のみ非常に大きい値を与えており、それ以外の結果はほぼ一致している。このような数 10MeV の領域に対して、改良後の PICA95 の与える準重陽子崩壊断面積

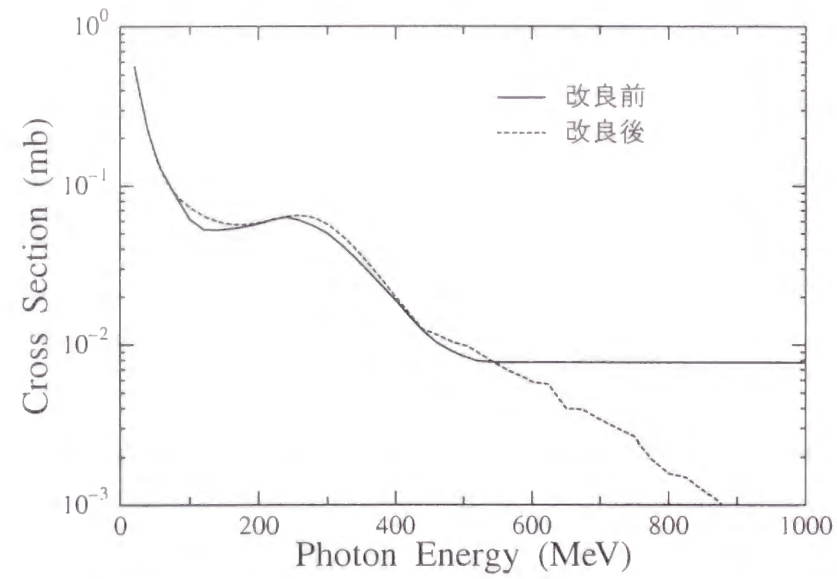


図 2.5: 改良前後の PICA95 で使用する光重陽子崩壊断面積. 実線が改良前の, 破線が改良後の値を示している.

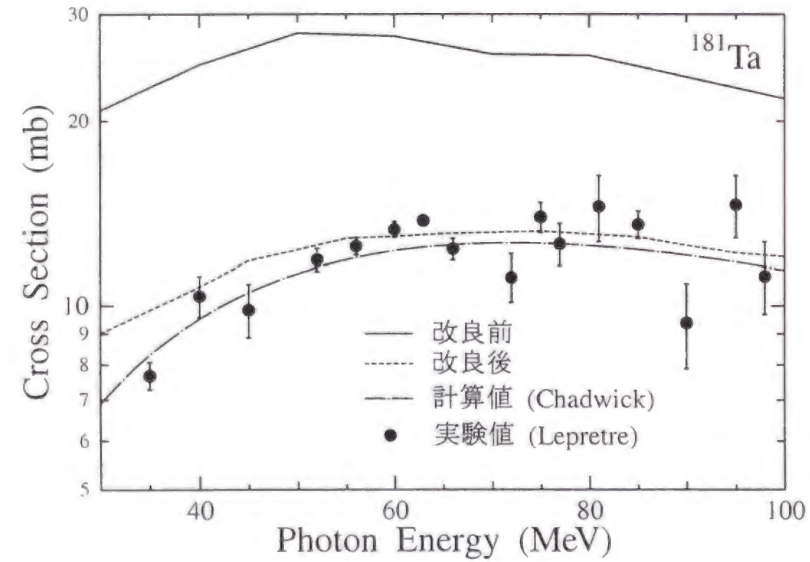


図 2.6: ^{181}Ta に対する準重陽子崩壊断面積の計算及び実験結果. 実線, 破線, 一点鎖線はそれぞれ改良前の PICA95, 改良後の PICA95, Chadwick[25] による計算結果を示しており, 点は Lepretre[48] による実験結果を示している. ただし実験値は全反応断面積の測定値から, 計算式によって求められた巨大共鳴による寄与 (式 (2.17) 参照) を差し引いた値である.

が改良前の PICA95 の与える値より小さくなるのは, レビンガー定数の計算方法を改良したことと, 始状態における相対運動量分布を変えたことが主原因である.

2.2.2 巨大共鳴の考慮

制動放射のエネルギースペクトルは低エネルギーになるほど強度が強くなるので、電子加速器の遮蔽設計において巨大共鳴で生成される放射性残留核の収率は非常に重要である。しかし PICA95 の計算では巨大共鳴を考慮できないため、PICA95 を用いて遮蔽計算を行う際は巨大共鳴に対してのみ別途計算が必要となる。このため巨大共鳴を考慮できるように PICA95 を改良した。

巨大共鳴は、原子核を陽子液滴と中性子液滴の2つの液滴で構成されていると考えるモデルによって説明することができる。このような2つの液滴に光子が入射した場合、陽子液滴は光子の振動電場に併せて振動するが、中性子液滴は動かない。このような原子核の状態変化を重心系で考えると、陽子と中性子の液滴は逆位相で光子の振動数と一致した振動をする。原子核の両液滴の間には固有振動数が存在するので、この2つの振動数が一致したとき共鳴振動が起きる。これが巨大共鳴が起きる原理である。

ALICE-F など巨大共鳴を考慮できる計算コードは、励起子モデル [49] によって前平衡状態から平衡状態への過程を計算し、平衡状態の計算には蒸発モデルを使用している場合が多い。しかし PICA95 の計算では前平衡過程は考慮していないため、この方法を用いて計算することはできない。したがって、前平衡状態を無視し、入射光子エネルギーがそのまま平衡状態の励起エネルギーになると仮定して、蒸発モデルのみで計算する方法を採用した。

また巨大共鳴の反応断面積は、以下に示すローレンツカーブでフィッティングした。

$$\sigma_g = \frac{\sigma_0}{1 + \frac{(E_\gamma^2 - \alpha^2)^2}{\beta^2 E_\gamma^2}}, \quad (2.17)$$

ここで σ_0 , α , β はフィッティングパラメータであり、それぞれピークでの断面積、ピークのエネルギー、ピークの幅を表すパラメータである。これらのパラメータには、ALICE-F で奨励している値 [50] と同じ値を使用するようにした。

各残留核別生成断面積や放出粒子スペクトルは、式 (2.17) によって計算された反応断面積と、蒸発モデルによって計算された各反応への分岐比や、放出粒子の平均放出数とそのエネルギー分布を掛けることによって求めることができる。

例として、巨大共鳴領域での ^{197}Au に対する $(\gamma, n)(\gamma, 2n)$ 反応断面積の改良した PICA95 による計算値を図 2.7 及び図 2.8 に示す。ただしこの計算値は、本章後述の改良後の蒸発過程計算法 (2.2.6 参照) を用いて導出している。参考のため、ALICE-F で計算した値及び実験値 [22][51] も図中に示しておく。図より明らかなように、これらの計算及び実験結果は $(\gamma, 2n)$ 反応のしきい値付近を除いて非常によく一致している。 $(\gamma, 2n)$ 反応のしきい値付近では、改良した PICA95 による計算値の方が ALICE による計算値よりもゆっくりと $(\gamma, 2n)$ 反応に移行している。しかし、この差もそれほど大きいものでなく、巨大共鳴で生成される残留核の収率に対しては改良した PICA95 によってかなり精度良く再現できることが証明された。

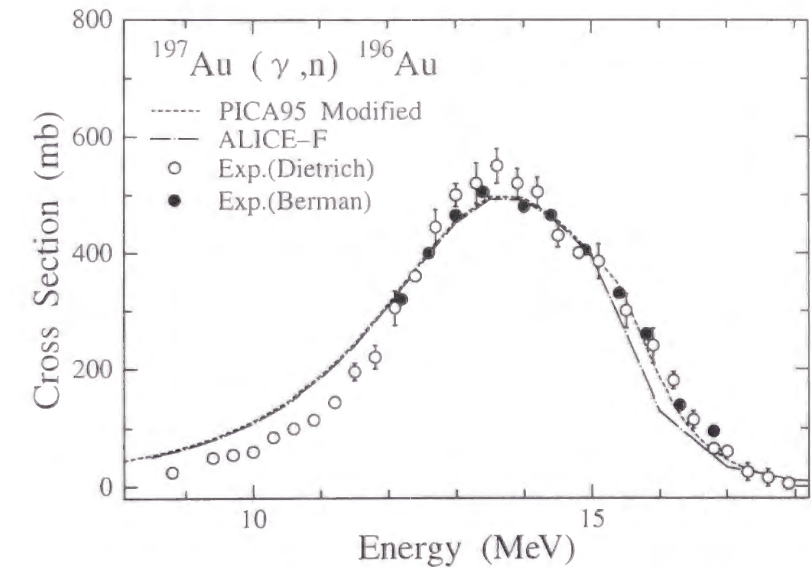


図 2.7: ^{197}Au に対する巨大共鳴領域での (γ, n) 反応断面積。破線が改良した PICA95 による計算結果、一点鎖線が ALICE-F による計算結果を示している。

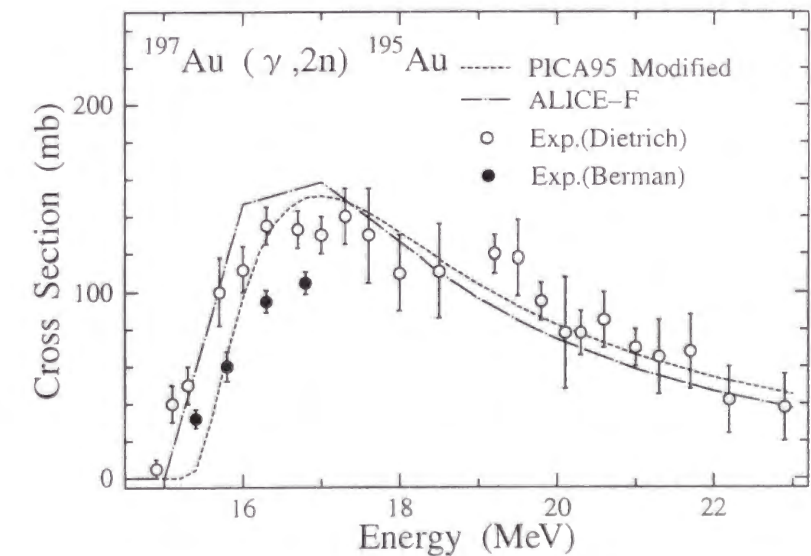


図 2.8: ^{197}Au に対する巨大共鳴領域での $(\gamma, 2n)$ 反応断面積。図中の記号は図 2.7 に対するものと同じである。

2.2.3 π 生成断面積に対する計算方法の改良

共鳴反応断面積に対する改良

入射光子エネルギーが約 150MeV を越えてくると、1 個の π 粒子（以下 π と略す）が、約 300MeV を越えると 2 個の π が、さらにエネルギーが高くなると 3 個、4 個の π が生成される。また入射粒子がある特定のエネルギーになると、核子共鳴状態が生成され π の収率が大きくなる。以下、共鳴状態を経由して π が生成される断面積を共鳴反応断面積、共鳴状態を経由しない場合を非共鳴反応断面積と称する。

核子共鳴とは、核子が光子のエネルギーを吸収し共鳴粒子と呼ばれる仮想粒子を形成するものであり、入射エネルギーの増加と共に第一共鳴 (P_{33} , Δ_{33} 共鳴とも呼ばれる)、第二共鳴 (D_{13})、第三共鳴 (F_{15}) と呼ばれる顕著な状態が生成される。これらの共鳴状態のピーク光子エネルギーはそれぞれ約 300, 580, 740MeV である。また、これ以外にも小さな共鳴状態は多数存在する。

これらの共鳴状態が崩壊することによって π が生成される。その際、 Δ_{33} 共鳴では 1 個の π と核子にしか崩壊しないが、 Δ_{33} 以外の共鳴状態では複数個の π と核子にも崩壊することができる。

このような核子と光子の共鳴によって起きる π 生成反応の原子核に対する共鳴断面積は、核子に対する共鳴断面積の質量数倍であると考えられてきた。しかし Δ hole モデル [32] によると、原子核内にある核子との共鳴は、自由空間にある核子との共鳴より幅が広く、ピークエネルギーが高エネルギー側にシフトしていることが判明し、それらの効果の大きさは核子密度に比例して大きくなることが示された。また、入射光子エネルギーが 1GeV 以上と非常に高くなると、Nuclear Shadowing 効果が無視できなくなってくる。Nuclear Shadowing 効果は Vector Meson Dominance(VMD) モデル [52][53] で説明され、1~3GeV の光子に対する断面積を 10%程度小さくする。

しかし PICA95 ではこの核媒質効果や Shadowing 効果による π 生成断面積の変化を考慮しておらず、核内の核子に対する断面積として、自由空間にある核子に対する断面積をそのまま用いている。したがって π 生成断面積に対してこれらの効果を考慮するように PICA95 を改良した。

具体的には、まず全 π 生成反応断面積を文献 [54] と同じ方法で計算し、得られた断面積を PICA95 のインプットデータによって $(\gamma, \pi N)$, $(\gamma, 2\pi N)$ 等の各反応チャンネルに分配するようにした。 π 生成断面積は各共鳴反応断面積と非共鳴反応断面積の和によって表すことができ、各共鳴反応断面積 I は、文献 [30] によると、次に示す Breit-Wigner の式によって表すことができる。

$$I(I_r, W_r, \Gamma_r) = I_r \frac{K_r q_r}{K q} \frac{W_r^2 \Gamma \Gamma_\gamma}{(W^2 - W_r^2)^2 + W_r^2 \Gamma^2}, \quad (2.18)$$

ここで Γ , Γ_γ は、

$$\Gamma = \Gamma_r \left(\frac{q}{q_r} \right)^{2l+1} \left(\frac{q_r^2 + X^2}{q^2 + X^2} \right)^l, \quad (2.19)$$

$$\Gamma_\gamma = \Gamma_r \left(\frac{K}{K_r} \right)^{2J_\gamma} \left(\frac{K_r^2 + X^2}{K^2 + X^2} \right)^{J_\gamma}, \quad (2.20)$$

表 2.2: 断面積の計算で考慮した共鳴状態の自由空間にある陽子に対する共鳴パラメータ。

Resonance	I_r (mb)	W_r (MeV)	Γ_r (MeV)
P_{33}	415	1230	122
D_{13}	133	1505	100
F_{15}	65	1671	100
P_{11}	47	1423	66

と表すことができる。ここで I_r , W_r , Γ_r はそれぞれ共鳴の大きさ（振幅の二乗）、ピークでの全エネルギー、幅を表すパラメータであり、 W は重心系での全エネルギー、 K 及び q はそれぞれ重心系での光子及び単一 π 崩壊としたときの π の運動量、添字の r はそれぞれの値の共鳴状態での値を示している。また J_γ 及び l は共鳴の角運動量を示している。 X はダンピングパラメータであり、その値には Δ_{33} 共鳴に対しては 0.15GeV、それ以外の共鳴に対しては 0.35GeV を採用するのが一般的である。

断面積の計算で考慮した共鳴は $\Delta_{33}(P_{33})$, D_{13} , F_{15} , 及び P_{11} の 4 つで、それぞれの共鳴に対する共鳴パラメータを表 2.2 にまとめておく。ただし、これらのパラメータは自由空間にある陽子に対するパラメータであり、実際は反応する核子が陽子か中性子かで共鳴パラメータの値が多少違うことがある。

原子核内にある核子に対する共鳴断面積を求めるには、各共鳴パラメータに対する核媒質効果を考慮しなくてはならない。核媒質効果によって変化するのは共鳴の幅と全エネルギーで、それらは文献 [54] によると

$$\Gamma_{Ar} = \frac{\Gamma_r B_p + \delta\Gamma}{S_F}, \quad (2.21)$$

$$W_{Ar} = W_r + \delta M, \quad (2.22)$$

と表すことができる。ここで Γ_{Ar} , W_{Ar} は核媒質効果を考慮した共鳴の幅及び全エネルギー、 B_p 及び S_F は核子が核内にあることによって受けるパウリの排他律による効果及びフェルミ分布をもった運動量を持つことによる効果を表したパラメータであり、 $\delta\Gamma$ 及び δM は Δ hole モデルによる核媒質効果を表したパラメータである。核内カスケードモデルの計算では、既にパウリの排他律及び初期運動量を持つことによる効果は考慮されているので、PICA95 での核媒質効果は $\delta\Gamma$ と δM のみ考慮すればよい。これらのパラメータは核子密度の 1 次関数で表すことができ、 Δ 共鳴に対しては

$$\delta M = 267 \rho_N \text{ (MeV)}, \quad (2.23)$$

$$\delta\Gamma = 487 \rho_N + 17 \text{ (MeV)}, \quad (2.24)$$

となり、それ以外の共鳴に対しては

$$\delta M = 0 \text{ (MeV)}, \quad (2.25)$$

$$\delta\Gamma = 2033 \rho_N - 20 \text{ (MeV)}, \quad (2.26)$$

となる。ここで ρ_N はターゲット核の核子密度 ($/\text{fm}^3$) を表し、その値には核内カスケードモデルで用いる3領域の核子密度を平均して求めた値を採用した。このようにして求めた共鳴パラメータを式 (2.18) に代入することによって、原子核内にある核子に対する各共鳴の反応断面積を求めることができる。

非共鳴断面積に対する改良

非共鳴反応による π 生成断面積の計算方法について説明する。自由空間にある核子に対する非共鳴反応による π 生成断面積 σ_b は、文献 [54] によると次式で表すことができる。

$$\sigma_b = (a_1 + a_2 E_\gamma^{-1/2})(1 - e^{-2(E_\gamma - E_0)}), \quad (2.27)$$

ここで E_γ 及び E_0 は入射光子エネルギー及び光 π 生成反応のしきい値を示している。 a_1 , a_2 はフィッティングパラメータであり、これらのパラメータの値には文献 [54] と同じく $a_1 = 91\mu\text{b}$, $a_2 = 71\mu\text{b GeV}^{1/2}$ を採用した。

原子核内にある核子に対する非共鳴反応断面積を求めるには、式 (2.27) で求めた σ_b に、Shadowing 効果による寄与 A_{eff}/A を掛ける必要がある。ここで A はターゲット核の質量数であり、 A_{eff} は Shadowing 効果によって変化した、光子から見た原子核の見かけ上の質量数である。 A_{eff}/A は文献 [55] によると、

$$\frac{A_{\text{eff}}}{A} = \frac{(\sigma_{\gamma A})_{\text{VMD}} + (\sigma_{\gamma A})_{\text{cont.}}}{A\{(\sigma_{\gamma N})_{\text{VMD}} + (\sigma_{\gamma N})_{\text{cont.}}\}}, \quad (2.28)$$

と表すことができる。ここで $(\sigma_{\gamma N})_{\text{VMD}}$ 及び $(\sigma_{\gamma N})_{\text{cont.}}$ は、それぞれベクトルメゾン及び continuum (特に確定した質量エネルギーを持たない) クォーク・反クォークペアに由来する光子と核子との反応断面積である。 $(\sigma_{\gamma A})_{\text{VMD}}$ 及び $(\sigma_{\gamma A})_{\text{cont.}}$ は光子と原子核に対する反応断面積を示している。ベクトルメゾンによる寄与は、次式で表すことができる。

$$\begin{aligned} (\sigma_{\gamma N})_{\text{VMD}} &= \sum_V \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}}{g_V^2} \sigma_{VN}, \\ (\sigma_{\gamma A})_{\text{VMD}} &= \sum_V \frac{4\pi\alpha_{\text{em}}}{g_V^2} A \sigma_{VN} \\ &\times \left[1 - A^{1/3} \frac{\sigma_{VN}}{8\pi a^2} \frac{A-1}{A} \exp\left(-\frac{a^2 A^{2/3}}{4\lambda^2}\right) \right], \end{aligned} \quad (2.29)$$

ここで、 α_{em} は微細構造定数で、電気素量 (電氣的結合定数) e を用いて、

$$\alpha_{\text{em}} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} = \frac{1}{137}, \quad (2.31)$$

と表すことができる。ここで ϵ_0 は真空の誘電率、 \hbar は $\hbar = h/2\pi$ (h はプランク定数) で表される定数、 c は真空中の光の速さを表している。 g_V , σ_{VN} はそれぞれのベクトルメゾンに対する結合定数及び核子との反応断面積を表している。計算で使用した各ベクトルメゾンに対するこれらのパラメータの値を表 2.3 にまとめておく。結合定数 g_V には文献 [56] で求められた値を採用し、ベクトルメゾンと核子の反応断面積 σ_{VN} には文献 [57]-[59] によって求められた値を採用した。

表 2.3: 計算で考慮したベクトルメゾンの質量エネルギー、結合定数及び核子との反応断面積。これらの値には文献 [56]-[59] によって求められた値を採用した。

V	m_V (MeV)	$g_V^2/4\pi$	σ_{VN} (mb)
ρ	769.9	2.0	22
ω	781.9	23.1	26
ϕ	1019.41	13.2	10.5
J/ψ	3096.88	10.5	2.2
ψ'	3686.0	30.6	1.3

また式 (2.30) 中の a は原子核半径 r に関するパラメータであり、

$$r = \sqrt{\frac{3}{2}} a A^{1/3}, \quad (2.32)$$

と表すことができ、文献 [60] のように $r \sim 1.14 A^{1/3} \times 10^{-13}(\text{cm})$ と仮定すると $a \sim 0.93 \times 10^{-13}(\text{cm})$ となる。式 (2.30) 中の λ は質量 μ のベクトルメゾンに対する干渉長 (coherent length) を表しており、光子に対しては、

$$\lambda = \frac{2E_\gamma \hbar c}{\mu^2}, \quad (2.33)$$

と表すことができる。ここで E_γ は入射光子エネルギーを表している。各ベクトルメゾンに対する質量を表したパラメータ μ の値は、 m_V として表 2.3 にまとめてある。

一方、核子に対する continuum クォーク・反クォークペアによる寄与 $(\sigma_{\gamma N})_{\text{cont.}}$ は次式で表すことができる。

$$(\sigma_{\gamma N})_{\text{cont.}} = 4\pi\alpha_{\text{em}} \int_{\mu_0^2}^{\infty} d\mu^2 \int_0^1 d\alpha \frac{\Pi^{\text{cont.}}(\mu^2)}{\mu^2} \sigma_{hN}(\mu^2, \alpha), \quad (2.34)$$

ここで $\Pi^{\text{cont.}}(\mu^2)$ は μ^2 が $\mu_0^2 \sim m_\phi^2$ 以上で定義される、エネルギー μ のハドロンゆらぎ (hadronic fluctuation) スペクトル関数中の continuum part の寄与を表しており、表 2.3 よりベクトルメゾンからの寄与が $\mu^2 > m_\phi^2$ でほとんどないことが判るため、次式で近似することができる。

$$\Pi^{\text{cont.}}(\mu^2) = \frac{1}{12\pi^2} \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}}(\mu^2)}{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}(\mu^2)}, \quad (2.35)$$

ここで $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}}(\mu^2)$ 及び $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}(\mu^2)$ は電子、陽電子衝突反応によってハドロン及びミューオンが生成される断面積を示しており、その比は $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}}(\mu^2) / \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}(\mu^2) \approx 3 \sum_f e_f^2$ と、エネルギー的に許される全てのクォークの電荷 (fractional charge: e_f) の二乗和で近似することができる。これは反応の断面積は結合定数の 2 乗にある程度比例し、結合定数は電荷に比例するためである。

一方、式 (2.34) 中で使用している continuum クォーク・反クォークペアのハドロン-核子反応に対する実効的な断面積 $\sigma_{hN}(\mu^2, \alpha)$ は次式で求めることができる。

$$\sigma_{hN}(\mu^2, \alpha) = K \times \min \left\{ \frac{1}{\alpha(1-\alpha)} \frac{4}{\mu^2} \hbar^2 c^2, R_c^2 \right\} \quad (2.36)$$

ここで K は定数でその値には文献 [55] と同じ値である 1.7 を採用した。 α 及び $1-\alpha$ はクォーク及び反クォークによってもたらされる光円錐運動量の割合を表している。したがってクォークと反クォークから均等に光円錐運動量をもたらされた場合にこの断面積は一番大きくなることが判る。しかし、この断面積が取り得る最大値は決まっており、 R_c は $K \times R_c^2$ でその最大値を与えるように決められた長さの次元を持つ定数で、その値には文献 [55] と同じく $1.3 \times 10^{-13}(\text{cm})$ を採用した。

式 (2.28) 中の、原子核に対する continuum クォーク・反クォークペアによる寄与 $(\sigma_{\gamma A})_{\text{cont.}}$ は、式 (2.34) の σ_{hN} を原子核に対する値、 σ_{hA} に置き換えることによって求めることができる。 σ_{hA} と σ_{hN} の関係は、式 (2.29)(2.30) で示した σ_{VA} と σ_{VN} の関係と同じであり、

$$\sigma_{hA} = A\sigma_{hN} \times \left[1 - A^{1/3} \frac{\sigma_{hN}}{8\pi a^2} \frac{A-1}{A} \exp \left(-\frac{a^2 A^{2/3}}{4\lambda^2} \right) \right], \quad (2.37)$$

と表すことができる。 σ_{hA} はこの式に、式 (2.36) によって求められた σ_{hN} を代入することによって求めることができる。

Shadowing 効果の大きさを表すパラメータ A_{eff}/A は、このように計算された各パラメータを式 (2.28) に代入することによって求めることができる。例として、炭素及び鉛ターゲットに対する Shadowing 効果の大きさの計算値を、いくつかの実験値 [54][61][62] と共に図 2.9 に示す。図より、これらの結果はある程度一致していることが判る。

以上のような考察の結果を用いて、PICA95 で用いる原子核内の核子 1 つ当たりに対する π 生成断面積を、次式によって計算するように改良した。

$$\sigma = \sum_r I(I_r, W_{Ar}, \Gamma_{Ar}) + \frac{A_{\text{eff}}}{A} \sigma_b, \quad (2.38)$$

ここで右辺第一項は核媒質効果を考慮した各共鳴断面積の和、第二項は Shadowing 効果を考慮した非共鳴断面積を表している。このようにして求めた計算値と実験値を比較した結果は、2.3 節で詳しく説明する。

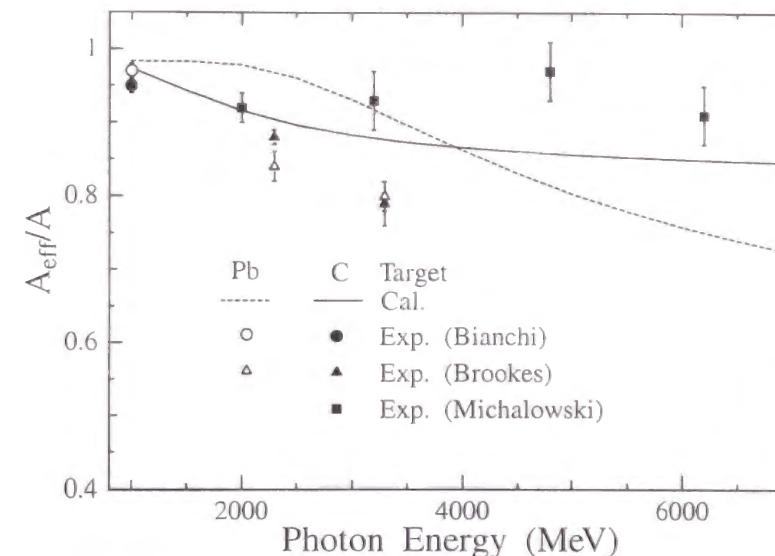


図 2.9: Shadowing 効果を表すパラメータ A_{eff}/A の光子エネルギーに対する依存性。実線及び破線はそれぞれ炭素及び鉛に対する計算結果を示しており、黒点及び白点はそれぞれ炭素及び鉛に対する実験結果を示している。

2.2.4 π 生成角度分布に対する計算方法の改良

共鳴反応及び非共鳴反応によって生成された π は複雑な角度分布を持っている。しかし PICA95 ではこの複雑な角度分布を考慮せず等方的に生成されると仮定している。したがって文献 [30][31] に示されている方法（アイソバーモデル）によって求められた微分断面積を用いて角度分布を計算するように PICA95 を改良した。ただしこの計算方法は、単一 π 生成反応に対してのみ対応しており、多重 π 生成に対しては計算することができない。多重 π 生成角度分布は、PICA95 従来の計算方法をそのまま使用した。

π 生成反応の微分断面積に対する計算方法を説明する前に、この節で使ういくつかの物理量について説明しておく。まず入射光子、生成された π 、反応する核子の始状態及び終状態は、それぞれ 4 元ベクトルを用いて $k^\mu = (\mathbf{k}, K)$, $q^\mu = (\mathbf{q}, \omega)$, $p_1^\mu = (\mathbf{p}_1, E_1)$, $p_2^\mu = (\mathbf{p}_2, E_2)$ と表す。この節で使う変数は全て重心系である。また、 W は重心系での全エネルギー、 θ は重心系での散乱角、 m_π 及び M_2 は生成された π 及び反応後の核子の質量エネルギーを表している。

次に、微分断面積の計算方法の説明をする。文献 [30] によると、偏光していない光子に対する微分断面積 $\sigma(\theta)$ は、

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{2} \frac{q}{k} \sum_{\text{spin}} |A_{\mu\lambda}|^2, \quad (2.39)$$

と表すことができる。ここで $A_{\mu\lambda}(\theta, \phi)$ はヘリシティ振幅 (Helicity Amplitude) と呼ばれる散乱角 θ 及び方位角 ϕ に対する関数であり、ヘリシティ λ を持った始状態からヘリシティ μ を持った終状態に移移する確率を示している。ただし、偏光していない光子に対しては $\phi = 0$ としてよい。 λ 及び μ は π のヘリシティが 0 であることを考慮

表 2.4: ヘリシティ振幅 $A_{\mu\lambda}$ と $H_{i=1\sim 4}$ の関係

$\mu \setminus \lambda$	$\lambda_k = 1$		$\lambda_k = -1$	
	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2}$
$\frac{1}{2}$	H_1	H_2	H_4	$-H_3$
$-\frac{1}{2}$	H_3	H_4	$-H_2$	H_1

すると、入射光子のヘリシティ λ_k 、反応する前後の核子のヘリシティ λ_1, λ_2 を用いて、

$$\begin{aligned}\lambda &= \lambda_k - \lambda_1, \\ \mu &= -\lambda_2,\end{aligned}\quad (2.40)$$

と表すことができる。ここで $\lambda_k = \pm 1, \lambda_{1,2} = \pm \frac{1}{2}$ であることを考慮すると λ は $\pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}$ の4つの値を取ることができ、 μ は $\pm \frac{1}{2}$ の2つの値を取ることができ、その遷移の仕方は8通りあることになる。しかし、パリティの対称性より $\lambda_k = 1$ の状態と $\lambda_k = -1$ の状態の遷移確率は、次の関係式によって表すことができる [63]。

$$A_{-\mu, -\lambda}(\theta, \phi) = -e^{i(\lambda - \mu)(\pi - 2\phi)} A_{\mu, \lambda}(\theta, \phi), \quad (2.41)$$

したがって、表 2.4 で示すような $H_{1\sim 4}(\theta, 0)$ で表現でき、微分断面積 $\sigma(\theta)$ は、

$$\sigma(\theta) = \frac{1}{2} \frac{q}{k} \sum_{i=1}^4 |H_i(\theta, 0)|^2, \quad (2.42)$$

と表すことができる。したがってこのヘリシティ振幅 $H_{i=1\sim 4}$ を計算することによって微分断面積を求めることができる。

このヘリシティ振幅 H_i を計算するには、 π 生成反応を共鳴反応による寄与、ボルン近似によって説明される寄与、バックグランドによる寄与の3つに分けて考える必要がある。

ヘリシティ振幅の共鳴反応及びバックグランドの寄与に対する計算法

共鳴反応による寄与及びバックグランドによる寄与に対して $H_i(\theta, \phi)$ は次式で表すことができる。

$$\begin{aligned}H_1(\theta, \phi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\phi} \sin \theta \cos \frac{1}{2} \theta \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} (B_{n+} - B_{(n+1)-}) \{P_n''(\theta) - P_{n+1}''(\theta)\},\end{aligned}\quad (2.43)$$

$$\begin{aligned}H_2(\theta, \phi) &= \sqrt{2} \cos \frac{1}{2} \theta \\ &\times \sum_{n=0}^{\infty} (A_{n+} - A_{(n+1)-}) \{P_n'(\theta) - P_{n+1}'(\theta)\},\end{aligned}\quad (2.44)$$

$$\begin{aligned}H_3(\theta, \phi) &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{2i\phi} \sin \theta \sin \frac{1}{2} \theta \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} (B_{n+} + B_{(n+1)-}) \{P_n''(\theta) + P_{n+1}''(\theta)\},\end{aligned}\quad (2.45)$$

$$\begin{aligned}H_4(\theta, \phi) &= \sqrt{2} e^{i\phi} \sin \frac{1}{2} \theta \\ &\times \sum_{n=0}^{\infty} (A_{n+} + A_{(n+1)-}) \{P_n'(\theta) + P_{n+1}'(\theta)\}\end{aligned}\quad (2.46)$$

ここで $P_n'(\theta)$, $P_n''(\theta)$ は n 次ルジャンドル多項式の1次及び2次の導関数を示している。 $A_{n\pm}, B_{n\pm}$ はヘリシティ要素と呼ばれるパラメータで、各パラメータは、そのパラメータに対応する共鳴による寄与とバックグランドによる寄与の和で表すことができる。各共鳴によるヘリシティ要素への寄与 $A(W)$ は、

$$A(W) = A(W_r) \left(\frac{K_r q_r}{K q} \right)^{1/2} \frac{W_r \Gamma^{1/2} \Gamma_\gamma^{1/2}}{W_r^2 - W^2 - i W_r \Gamma}, \quad (2.47)$$

と表すことができる。この式を二乗することによって式 (2.18) が求められていることに注意する必要がある。 Γ, Γ_γ は式 (2.19)(2.20) で表すことができる共鳴の幅を示したパラメータである。 $A(W_r)$ は共鳴の振幅を表すパラメータであり、生成される π の電荷によって個々の値を持っている。角度分布の計算で使用した共鳴の振幅 $A(W_r)$ 、全エネルギー W_r 、幅 Γ_r 、ダンピングパラメータ X 、及びその共鳴がどのヘリシティ要素に寄与するかをまとめたものを表 2.5 に示しておく。

次にヘリシティ要素に対するバックグランドの寄与について説明する。バックグランドの寄与は、表 2.6~2.8 に示したパラメータを次式で内挿して求めた値を採用した。

$$A(W) = \eta(W) \{(1-x)A_1 + xA_2\}, \quad (2.48)$$

ここで $\eta(W)$, x , 及び A_1 はそれぞれ、

$$\eta = \frac{q^l}{(q^2 + 350^2)^{\frac{1}{2}l}}, \quad (2.49)$$

$$x = \frac{W - W_{n-1}}{W_n - W_{n-1}}, \quad (2.50)$$

$$\begin{aligned}A_1 &= \frac{(W - W_{n-1})(W - W_n)}{(W_{n-2} - W_{n-1})(W_{n-2} - W_n)} \frac{A(W_{n-2})}{\eta(W_{n-2})} \\ &+ \frac{(W - W_{n-2})(W - W_n)}{(W_{n-1} - W_{n-2})(W_{n-1} - W_n)} \frac{A(W_{n-1})}{\eta(W_{n-1})} \\ &+ \frac{(W - W_{n-2})(W - W_{n-1})}{(W_n - W_{n-2})(W_n - W_{n-1})} \frac{A(W_n)}{\eta(W_n)},\end{aligned}\quad (2.51)$$

と表すことができ、 A_2 は式 (2.51) 中の添字 n を $n+1$ とすることによって求めることができる。ここで $A(W_1), A(W_2), \dots, A(W_{\max})$ は表 2.6~2.8 中に与えられたエネルギー $W_1, W_2, \dots, W_{\max}$ でのヘリシティ要素 $A_{l\pm}$ もしくは $B_{l\pm}$ を示し、 n は $W_{n-1} \leq W \leq W_n$ となるような値を示している。ただし $W \leq W_2$ の場合は $n = 3$, $x = 0$ とし、 $W \geq W_{\max-1}$ の場合は $n = \max - 1$, $x = 1$ とした。

表 2.5: ヘリシティ要素に対する各共鳴の寄与を計算するときに用いたパラメータ。これらのパラメータには文献 [31] で使用した値と同じ値を採用した。また $A^+(W_r)$, $A^0(W_r)$, $A^-(W_r)$ はそれぞれ $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$, $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ 反応に対応した共鳴の振幅を表している。

R.	H.E.	W_r (MeV)	Γ_r (MeV)	X (MeV)	$A^+(W_r)$ ($\mu\text{b}^{1/2}$)	$A^0(W_r)$ ($\mu\text{b}^{1/2}$)	$A^-(W_r)$ ($\mu\text{b}^{1/2}$)
S ₁₁	A ₀₊	1530	100	350	-0.600	0.424	-0.480
S ₃₁	A ₀₊	1660	150	350	-0.500	-0.707	-0.500
S ₁₁	A ₀₊	1700	150	350	-0.110	0.078	-0.170
P ₁₁	A ₁₋	1430	230	350	-0.600	0.424	-0.370
P ₁₁	A ₁₋	1650	160	350	-0.370	0.262	-0.260
P ₃₁	A ₁₋	1850	230	350	-0.100	-0.141	-0.100
P ₃₃	A ₁₊	1233	120	185	1.200	1.697	1.200
P ₃₃	B ₁₊	1233	120	185	-2.520	-3.564	-2.520
D ₁₃	A ₂₋	1510	120	350	-0.050	0.035	0.525
D ₁₃	B ₂₋	1510	120	350	-1.510	1.068	-1.080
D ₁₅	A ₂₊	1650	140	350	-0.050	0.035	0.020
D ₁₅	B ₂₊	1650	140	350	0.141	-0.100	0.030
F ₁₅	A ₃₋	1690	135	350	-0.050	0.035	-0.050
F ₁₅	B ₃₋	1690	135	350	-0.560	0.396	0.000
F ₃₅	A ₃₋	1880	250	350	0.071	0.100	0.071
F ₃₅	B ₃₋	1880	250	350	0.030	0.042	0.030
F ₃₇	A ₃₊	1925	200	350	0.141	0.199	0.141
F ₃₇	B ₃₊	1925	200	350	-0.115	-0.163	-0.115

このようにして求めたヘリシティ要素に対する共鳴反応及びバックグラウンドによる寄与を合計した値を式 (2.43)-(2.46) に代入することによって、ヘリシティ振幅に対する共鳴反応及びバックグラウンドの寄与を求めることができる。

ヘリシティ振幅のボルン近似によって説明される寄与に対する計算法

次にヘリシティ振幅に対するボルン近似によって説明できる寄与の計算方法について説明する。この寄与に対してヘリシティ振幅は、

$$H_1(\theta, \phi) = -\frac{1}{\sqrt{2}}e^{i\phi}\sin\theta\cos\frac{1}{2}\theta(F_3 + F_4), \quad (2.52)$$

$$H_2(\theta, \phi) = \sqrt{2}\cos\frac{1}{2}\theta \times \{(F_2 - F_1) + \frac{1}{2}(1 - \cos\theta)(F_3 - F_4)\}, \quad (2.53)$$

$$H_3(\theta, \phi) = \frac{1}{\sqrt{2}}e^{2i\phi}\sin\theta\sin\frac{1}{2}\theta(F_3 - F_4), \quad (2.54)$$

$$H_4(\theta, \phi) = \sqrt{2}e^{i\phi}\sin\frac{1}{2}\theta \times \{(F_1 + F_2) + \frac{1}{2}(1 + \cos\theta)(F_3 + F_4)\}, \quad (2.55)$$

と表すことができる。

このヘリシティ振幅を計算する際、図 2.10 に示したような 3 つの反応に対する物理量、 s, t, u を以下のように定義する。

$$s = (k^\mu + p_1^\mu)^2 = W^2, \quad (2.56)$$

$$t = (k^\mu - q^\mu)^2 = -2K\omega(1 - \beta_\pi \cos\theta) + m_\pi^2, \quad (2.57)$$

$$u = (k^\mu - p_2^\mu)^2 = -2KE_2(1 + \beta_2 \cos\theta) + M_2^2, \quad (2.58)$$

ここで、 β_π 及び β_2 は次式で定義される無次元変数である。

$$\beta_\pi = \sqrt{1 - \frac{m_\pi^2}{\omega^2}}, \quad (2.59)$$

$$\beta_2 = \sqrt{1 - \frac{M_2^2}{E_2^2}}. \quad (2.60)$$

ボルン近似には電氣的結合による寄与と異常磁気モーメントによる寄与があるが、電氣的結合による寄与のみ考慮すると、式 (2.55) 中の $F_1 \sim F_4$ は、

$$F_1 = -\hbar c \frac{eG_\pi}{4\pi} \frac{Z_1 Z_2}{W + M_1} \left(\frac{\epsilon_1}{2W} + \frac{K\epsilon_2}{u - M_2^2} \right), \quad (2.61)$$

$$F_2 = \hbar c \frac{eG_\pi}{4\pi} \frac{qcZ_1}{Z_2(W + M_1)} \left(\frac{\epsilon_1}{2W} + \frac{K\epsilon_2}{u - M_2^2} \right), \quad (2.62)$$

$$F_3 = \hbar c \frac{eG_\pi}{4\pi} \frac{qcKZ_2}{WZ_1} \left(\frac{\epsilon_\pi}{t - m_\pi^2} - \frac{\epsilon_2}{u - M_2^2} \right), \quad (2.63)$$

$$F_4 = -\hbar c \frac{eG_\pi}{4\pi} \frac{q^2 c^2 Z_1}{WZ_2} \left(\frac{\epsilon_\pi}{t - m_\pi^2} - \frac{\epsilon_2}{u - M_2^2} \right), \quad (2.64)$$

表 2.6: $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応に対するヘリシティ要素へのバックグランドからの寄与. (文献 [31] より)

$W(\text{MeV})$	1170	1277	1383	1481	1573	1660	1770	1873	2018
$\text{Re}A_{0+}$	0.285	0.310	0.300	0.260	0.200	0.220	0.350	0.520	0.390
$\text{Im}A_{0+}$	-0.010	-0.070	0.250	0.250	0.135	0.240	0.080	0.080	0.160
$\text{Re}A_{1-}$	0.540	0.600	0.700	0.660	1.085	0.865	0.695	0.630	0.480
$\text{Im}A_{1-}$	0.010	0.050	0.010	0.015	0.010	0.000	0.040	0.110	0.080
$\text{Re}A_{1+}$	-0.030	0.010	-0.017	-0.010	0.015	0.040	0.040	0.050	0.065
$\text{Im}A_{1+}$	-0.020	-0.010	-0.010	0.000	0.035	0.015	-0.020	-0.100	-0.050
$\text{Re}B_{1+}$	0.275	0.530	0.300	0.300	0.310	0.365	0.520	0.610	0.620
$\text{Im}B_{1+}$	0.000	0.090	0.085	0.050	0.010	-0.070	0.040	0.065	0.105
$\text{Re}A_{2-}$	-0.025	0.000	0.015	0.050	0.025	-0.020	-0.080	-0.030	0.040
$\text{Im}A_{2-}$	0.000	0.003	0.005	0.010	0.010	0.010	-0.010	0.000	0.010
$\text{Re}B_{2-}$	0.145	0.270	0.425	0.550	0.425	0.510	0.395	0.370	0.340
$\text{Im}B_{2-}$	-0.005	0.000	-0.020	-0.025	-0.010	-0.135	-0.260	-0.145	0.007
$\text{Re}A_{2+}$	-0.010	-0.035	-0.020	-0.015	-0.017	-0.015	-0.030	-0.020	-0.032
$\text{Im}A_{2+}$	0.000	0.000	-0.010	0.005	0.000	0.017	-0.015	-0.035	0.003
$\text{Re}B_{2+}$	0.020	0.030	0.000	-0.030	0.030	0.045	0.075	0.025	0.015
$\text{Im}B_{2+}$	0.000	0.000	-0.005	0.005	-0.055	-0.040	-0.045	-0.010	-0.005
$\text{Re}A_{3-}$	0.006	-0.004	0.010	-0.025	-0.023	-0.023	0.010	-0.010	-0.015
$\text{Im}A_{3-}$	0.000	0.000	0.000	0.005	-0.045	-0.030	-0.012	-0.012	-0.005
$\text{Re}B_{3-}$	0.000	0.000	0.005	-0.003	0.000	0.022	0.005	0.000	0.000
$\text{Im}B_{3-}$	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.003	-0.003	0.000	-0.005	-0.005
$\text{Re}A_{3+}$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.006	0.010	0.002	0.003
$\text{Im}A_{3+}$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.016	0.013	-0.003	-0.013	-0.015
$\text{Re}B_{3+}$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.010	0.001	0.001	0.010	0.000
$\text{Im}B_{3+}$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.009	0.015	-0.002	-0.012	0.000
$\text{Re}A_{4-}$	0.000	0.000	0.000	0.005	0.018	0.010	-0.020	-0.008	0.005
$\text{Im}A_{4-}$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.004	-0.020	-0.020	-0.003
$\text{Re}B_{4-}$	0.000	0.000	0.000	-0.005	-0.005	-0.005	-0.005	-0.007	0.000
$\text{Im}B_{4-}$	0.000	0.000	0.000	-0.001	0.001	-0.002	0.008	-0.003	0.000

表 2.7: $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ 反応に対するヘリシティ要素へのバックグランドからの寄与. (文献 [31] より)

$W(\text{MeV})$	1170	1247	1366	1481	1573	1660	1743	1873	2018
$\text{Re}A_{0+}$	0.307	0.337	0.345	0.318	0.582	0.529	0.467	0.510	0.549
$\text{Im}A_{0+}$	0.227	0.325	0.582	0.536	0.470	0.378	0.220	0.110	0.108
$\text{Re}A_{1-}$	-0.121	-0.091	0.160	0.369	0.410	0.375	0.400	0.383	0.433
$\text{Im}A_{1-}$	-0.001	-0.049	-0.073	0.041	0.060	0.059	0.025	-0.050	0.013
$\text{Re}A_{1+}$	-0.186	-0.193	-0.144	-0.114	-0.100	-0.121	-0.121	-0.105	-0.047
$\text{Im}A_{1+}$	-0.023	-0.012	-0.032	-0.036	-0.050	-0.030	-0.010	-0.004	0.000
$\text{Re}B_{1+}$	0.400	0.429	0.306	0.120	0.076	0.035	0.036	0.070	0.098
$\text{Im}B_{1+}$	-0.050	-0.015	0.043	0.082	0.084	0.097	0.110	0.096	0.025
$\text{Re}A_{2-}$	-0.041	-0.039	-0.005	-0.007	0.000	-0.005	-0.028	-0.125	-0.156
$\text{Im}A_{2-}$	-0.002	-0.035	-0.049	-0.078	-0.074	-0.050	-0.032	-0.015	-0.004
$\text{Re}B_{2-}$	-0.092	-0.037	0.028	0.039	0.167	0.186	0.304	0.305	0.262
$\text{Im}B_{2-}$	-0.007	0.009	0.024	0.067	0.023	0.035	0.036	0.074	0.034
$\text{Re}A_{2+}$	0.007	0.017	0.022	0.079	0.089	0.102	0.083	0.075	0.087
$\text{Im}A_{2+}$	0.000	0.000	0.000	0.013	0.039	0.025	0.031	0.022	0.012
$\text{Re}B_{2+}$	0.001	-0.013	-0.015	-0.012	-0.003	-0.031	-0.037	-0.042	-0.011
$\text{Im}B_{2+}$	0.000	0.000	0.000	0.016	0.012	0.016	0.012	0.001	-0.002
$\text{Re}A_{3-}$	-0.006	-0.014	-0.018	-0.024	-0.035	-0.026	-0.017	0.004	0.002
$\text{Im}A_{3-}$	0.000	0.000	0.000	-0.008	0.001	0.009	-0.001	-0.029	0.000
$\text{Re}B_{3-}$	-0.010	0.016	0.001	-0.023	-0.032	-0.031	-0.026	0.010	0.013
$\text{Im}B_{3-}$	0.000	0.000	-0.010	-0.015	-0.011	-0.009	-0.007	-0.009	0.000
$\text{Re}A_{3+}$	0.000	0.000	0.000	0.006	0.002	0.003	-0.001	-0.009	-0.008
$\text{Im}A_{3+}$	0.000	0.000	0.000	0.000	-0.001	-0.004	-0.006	-0.004	0.000
$\text{Re}B_{3+}$	0.000	0.010	0.010	0.000	-0.007	-0.005	0.000	0.007	0.000
$\text{Im}B_{3+}$	0.000	0.000	0.000	0.002	0.001	-0.003	-0.009	-0.007	-0.004
$\text{Re}A_{4-}$	0.000	0.000	0.000	0.001	-0.001	-0.002	0.000	0.001	0.001
$\text{Im}A_{4-}$	0.000	0.000	-0.002	-0.014	-0.012	-0.009	-0.008	0.000	-0.001
$\text{Re}B_{4-}$	0.000	0.000	0.000	-0.001	-0.005	-0.004	0.002	0.007	0.001
$\text{Im}B_{4-}$	0.000	0.000	-0.003	-0.010	-0.007	-0.006	0.001	0.008	0.009

表 2.8: $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ 反応に対するヘリシティ要素へのバックグラウンドからの寄与。(文献 [31] より)

$W(\text{MeV})$	1163	1278	1384	1483	1575	1662	1771
$\text{Re}A_{0+}$	0.630	0.680	0.800	1.050	1.200	1.240	1.270
$\text{Im}A_{0+}$	-0.025	0.000	0.180	0.375	0.235	0.190	0.190
$\text{Re}A_{1-}$	0.330	0.570	1.060	1.265	1.200	1.060	1.170
$\text{Im}A_{1-}$	0.000	-0.020	-0.080	-0.118	-0.090	-0.100	-0.030
$\text{Re}A_{1+}$	-0.120	-0.160	-0.210	-0.245	-0.165	-0.125	-0.090
$\text{Im}A_{1+}$	0.000	-0.005	-0.028	-0.034	-0.027	-0.031	-0.033
$\text{Re}B_{1+}$	0.235	0.270	0.325	0.435	0.595	0.610	0.800
$\text{Im}B_{1+}$	0.020	0.142	0.115	0.095	0.028	-0.020	0.000
$\text{Re}A_{2-}$	-0.070	-0.065	-0.060	-0.045	0.010	0.035	0.005
$\text{Im}A_{2-}$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.018	0.030	0.010
$\text{Re}B_{2-}$	0.245	0.275	0.510	0.835	0.990	1.130	1.030
$\text{Im}B_{2-}$	-0.006	-0.020	-0.040	-0.070	-0.030	0.000	0.000
$\text{Re}A_{2+}$	-0.015	-0.023	-0.018	-0.060	-0.050	-0.015	-0.010
$\text{Im}A_{2+}$	0.000	0.000	-0.028	-0.058	-0.045	-0.028	-0.013
$\text{Re}B_{2+}$	0.020	0.000	-0.006	-0.008	-0.010	-0.017	-0.005
$\text{Im}B_{2+}$	0.000	0.000	-0.010	-0.025	-0.012	-0.007	-0.005
$\text{Re}A_{3-}$	0.040	0.025	0.015	0.010	0.036	0.040	0.045
$\text{Im}A_{3-}$	0.000	0.000	0.012	0.014	0.018	0.033	0.020
$\text{Re}B_{3-}$	0.005	-0.020	-0.027	-0.025	-0.015	-0.014	-0.005
$\text{Im}B_{3-}$	0.000	0.000	0.006	0.007	0.010	0.006	0.002
$\text{Re}A_{3+}$	0.000	0.000	0.009	0.030	0.020	0.020	0.007
$\text{Im}A_{3+}$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
$\text{Re}B_{3+}$	0.000	0.000	0.000	-0.010	-0.015	-0.038	-0.010
$\text{Im}B_{3+}$	0.000	0.000	0.000	0.004	0.007	0.006	0.000
$\text{Re}A_{4-}$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.007	0.015	0.021
$\text{Im}A_{4-}$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
$\text{Re}B_{4-}$	0.000	0.000	0.000	0.000	0.007	0.012	0.014
$\text{Im}B_{4-}$	0.000	0.000	0.002	0.008	0.014	0.010	0.004

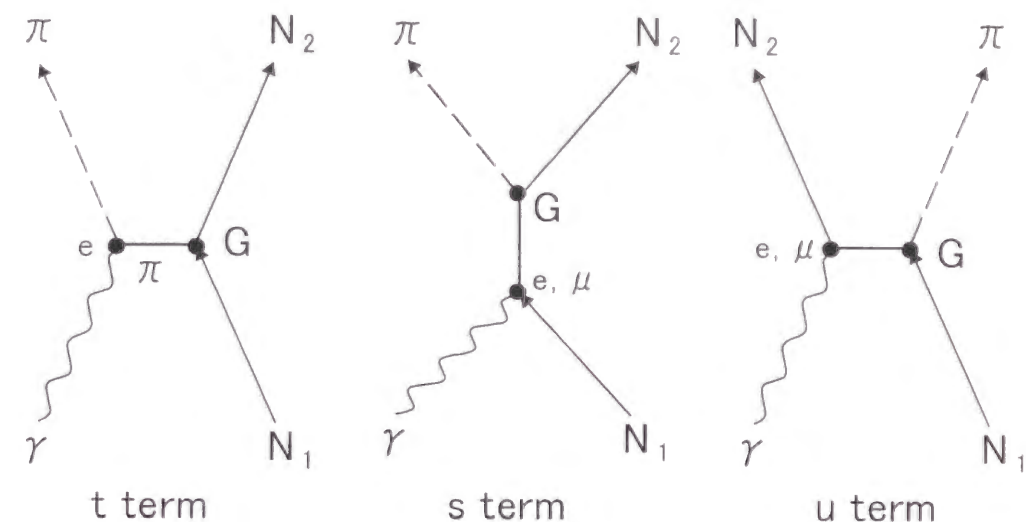


図 2.10: ボルン近似に対するファインマン図.

と表すことができる. ここで e は電氣的結合定数で式 (2.31) で表され, G_π は π -核子結合定数で各 π 生成反応に対して次式で定義できる.

$$G_{\pi^+} = G_{\pi^-} = -\sqrt{2}G_{\pi^0 p} = \sqrt{2}G_{\pi^0 n} = \sqrt{2}G, \quad (2.65)$$

ここで G は,

$$\frac{G}{4\pi} = 14.7, \quad (2.66)$$

となる定数である. また $\epsilon_\pi, \epsilon_1, \epsilon_2$ はそれぞれ π , 始状態の核子, 終状態の核子の電荷数を示しており, Z_1, Z_2 はそれぞれ $Z_1 = (E_1 + M_1)^{1/2}$, $Z_2 = (E_2 + M_2)^{1/2}$ で定義される物理量である.

このようにして求めた $F_1 \sim F_4$ を式 (2.52)-(2.55) に代入することによってヘリシティ振幅のボルン近似による寄与を求め, その値を式 (2.43)-(2.46) で求めた共鳴及びバックグラウンドによる寄与と足し合わせることによって全ヘリシティ振幅を求めることができる.

角度分布の計算結果

単一 π 生成反応に対する微分断面積は, 求めたヘリシティ振幅を式 (2.42) に代入することによって計算できる. 得られた微分断面積を全立体角に対して積分することによって π 生成断面積が求められるが, このようにして求めた断面積には前節で説明した核媒質効果が考慮されていない. したがって本節で計算された微分断面積は, 生成された π の角度分布を計算するためだけに使用した. 例として, 入射光子エネルギー 400 MeV の場合に対する重心系での π^+, π^0, π^- 生成角度分布の計算値を図 2.11-2.13 に示す. 参考のためいくつかの実験値 [64]-[68] も図中に示しておく. 図より明らかに, 計算値と実験値はかなりよく一致しており, 改良前の PICA95 が使用していた等方分布とは大きく違う.

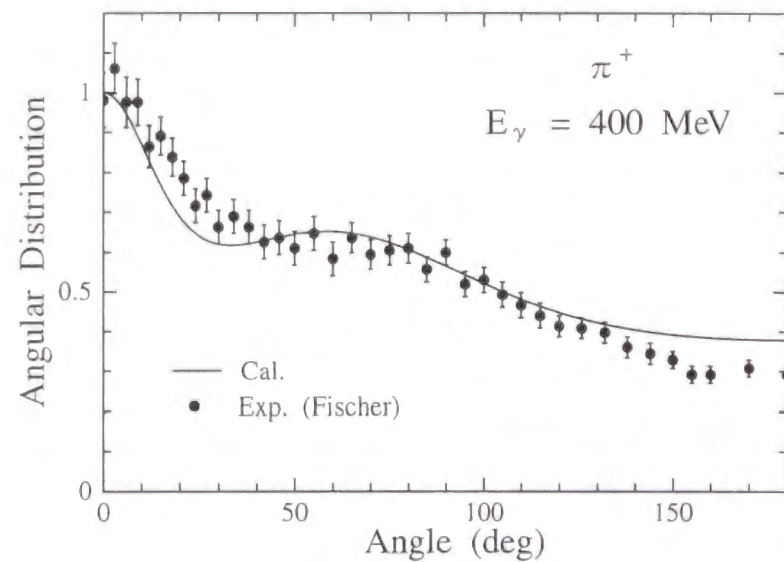


図 2.11: 入射光子エネルギー 400MeV に対する $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ 反応によって生成される π^+ の角度分布. 実線は計算値を示し, 点は文献 [64] による実験値を示している.

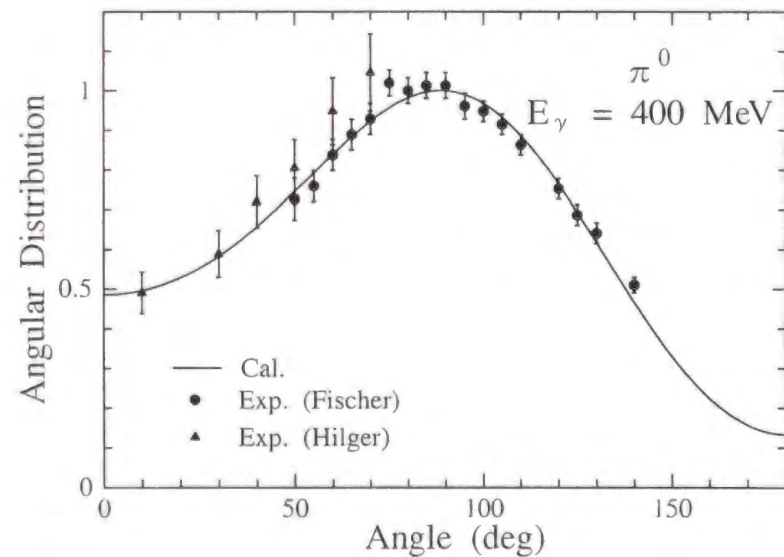


図 2.12: 入射光子エネルギー 400MeV に対する $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ 反応によって生成される π^0 の角度分布. 実線は計算値を示し, 丸点及び三角は文献 [65] 及び [66] による実験値を示している.

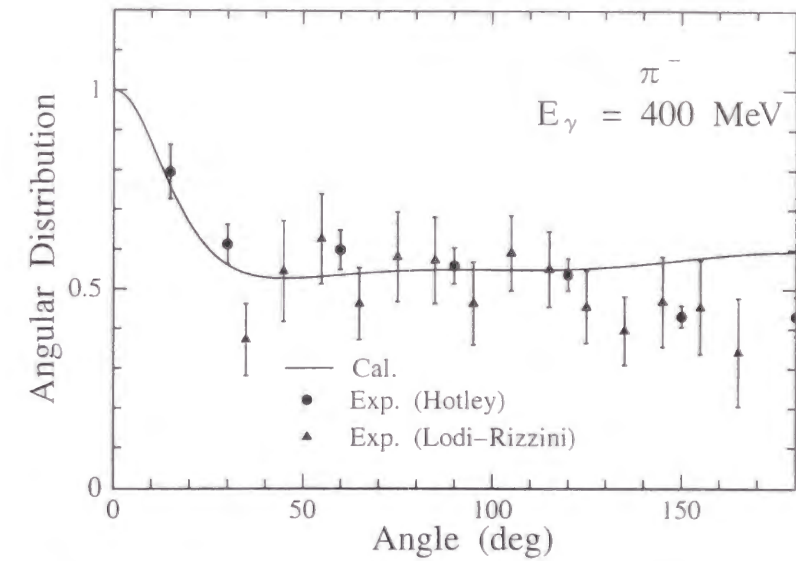


図 2.13: 入射光子エネルギー 400MeV に対する $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ 反応によって生成される π^- の角度分布. 実線は計算値を示し, 丸点及び三角は文献 [67] 及び [68] による実験値を示している.

2.2.5 核子-核子散乱に対する核媒質効果の考慮

反応の素過程の計算が終了すると, PICA95 の計算はカスケード過程へと移行する. カスケード過程の計算を行う際, PICA95 はその核子-核子散乱断面積として自由空間にある核子同士の散乱断面積を使用している. しかし文献 [69][70] によると, 核内にある核子同士の散乱断面積は核外にある場合に比べて小さい値となる. また中性子-陽子の散乱に対しては, 核媒質効果は散乱断面積に対してだけでなくその角度分布に対しても影響を及ぼすことが証明されている. したがって, この核子-核子散乱に対する核媒質効果を考慮するように PICA95 を改良した.

具体的には, 中性子-陽子散乱断面積 σ_{np} に対しては文献 [69] によって求められた, 中性子同士もしくは陽子同士の散乱断面積 σ_{pp} に対しては文献 [70] によって求められた以下に示すフィッティング式によって計算された値を採用した.

$$\sigma_{np}(E_{\text{lab}}, \rho) = \left[31.5 + 0.092 |20.2 - E_{\text{lab}}^{0.53}|^{2.9} \right] \times \frac{1.0 + 0.0034 E_{\text{lab}}^{1.51} \rho^2}{1.0 + 21.55 \rho^{1.34}}, \quad (2.67)$$

$$\sigma_{pp}(E_{\text{lab}}, \rho) = \left[23.5 + 0.00256 (18.2 - E_{\text{lab}}^{0.5})^{4.0} \right] \times \frac{1.0 + 0.1667 E_{\text{lab}}^{1.05} \rho^3}{1.0 + 9.704 \rho^{1.2}}, \quad (2.68)$$

ここで E_{lab} は実験室系での入射核子のエネルギーを表し, ρ は核子密度を示している. エネルギーを (MeV) 単位, 核子密度を ($/\text{fm}^3$) 単位で表した場合, 式 (2.67)(2.68) によって求められる断面積は (mb) 単位となる.

例として核子密度を $0.00(/\text{fm}^3)$, $0.09(/\text{fm}^3)$, $0.18(/\text{fm}^3)$ として計算した散乱断面積を, PICA95 が従来使用していた断面積と共に図 2.14, 2.15 に示す. 図より核密

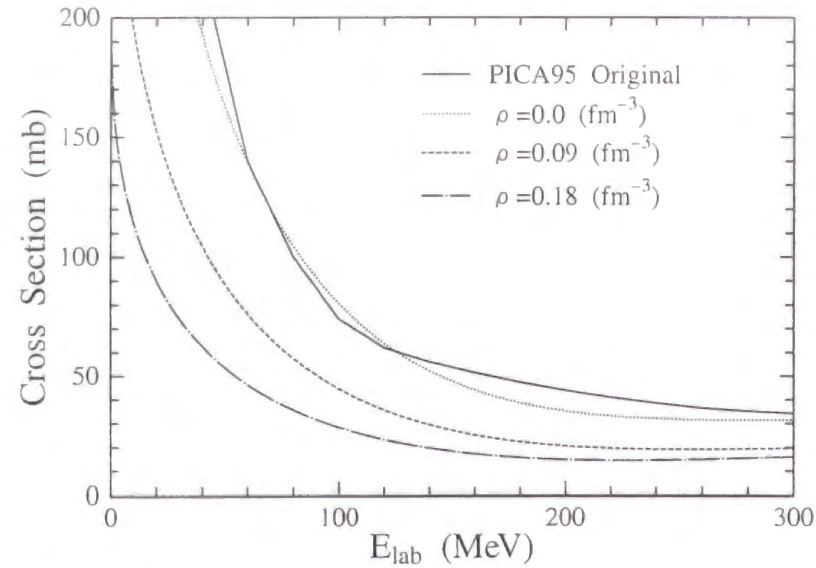


図 2.14: 中性子と陽子の散乱断面積. 実線は PICA95 が従来使用していた値を示しており, 点線, 破線, 一点鎖線はそれぞれ核子密度を $0.00(\text{fm}^{-3})$, $0.09(\text{fm}^{-3})$, $0.18(\text{fm}^{-3})$ として式 (2.67) で計算した値を示している.

度を $0.00(\text{fm}^{-3})$ とした場合の断面積は PICA95 が従来使用していた値と比較的一致しており, 核密度が大きくなるに連れてその値から離れていくことが判る. また式 (2.67)(2.68) は $E_{\text{lab}} \leq 300(\text{MeV})$ にしか適応していないが, 高エネルギー側でのエネルギー依存性があまりないことから, 300MeV 以上では一定値と仮定してそれぞれ $\sigma_{np}(300, \rho)$, $\sigma_{pp}(300, \rho)$ を使用するように PICA95 を改良した.

このように PICA95 を改良することによって, 中高エネルギー陽子, 中性子の収率が大きくなり, 質量数がターゲット核から大きく離れた残留核の収率が小さくなる方向に変化した. これは核内で散乱されずに放出される核子が増えたことによって, 残留核の平均励起エネルギーが下がったためであると考えられる.

核内での中性子-陽子散乱の角度分布に対しては, 文献 [69] 中の Fig.5 に示してある値を読みとり, その値を内挿した値を使用するように PICA95 を改良した. また同じ核子同士の散乱の角度分布に対しては, 核媒質効果はそれほど大きくないので PICA95 が従来使用している自由空間にある核子同士の散乱に対する角度分布をそのまま使用した.

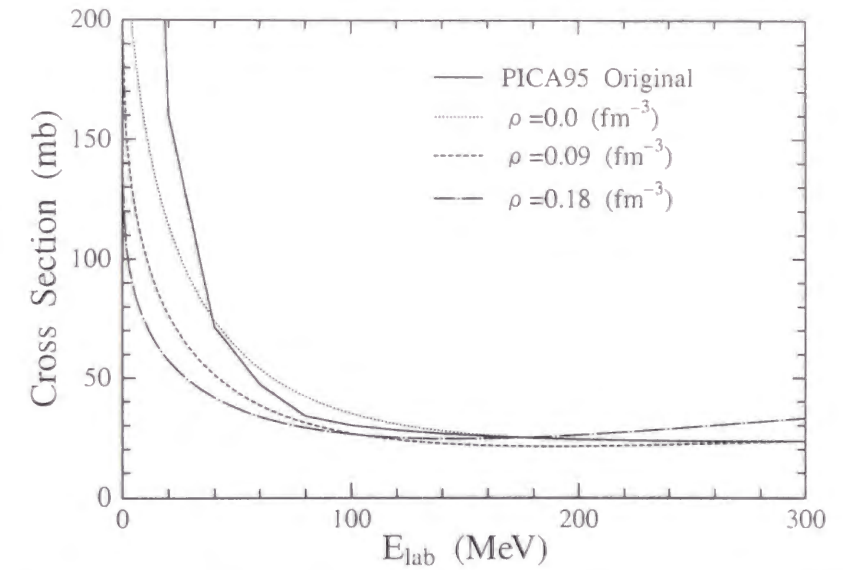


図 2.15: 中性子同士及び陽子同士の散乱断面積. 実線は PICA95 が従来使用していた値を示しており, 点線, 破線, 一点鎖線はそれぞれ核子密度を $0.00(\text{fm}^{-3})$, $0.09(\text{fm}^{-3})$, $0.18(\text{fm}^{-3})$ として式 (2.68) で計算した値を示している.

2.2.6 蒸発過程の計算方法の改良

カスケード過程の計算が終了すると, PICA95 の計算は蒸発過程へと移行する. 蒸発過程の計算では, 各残留核に対する準位密度定数と過剰質量の導出方法が非常に重要となってくるが, PICA95 の計算ではこれらの値を比較的古い方法によって導出している. したがって, それらのパラメータを新しい導出方法によって計算するように PICA95 を改良した.

蒸発過程で, ある粒子 j をエネルギー ϵ から $\epsilon + d\epsilon$ の間に放出する遷移が起きる確率 $P_j(\epsilon)d\epsilon$ は, 文献 [35] によると,

$$P_j(\epsilon)d\epsilon = \gamma_j \sigma_\epsilon \frac{W(f)}{W(i)} d\epsilon, \quad (2.69)$$

と表すことができる. ここで γ_j は放出粒子 j の質量数及びスピンの状態数に依存したパラメータ, σ_ϵ はこの逆反応の断面積, $W(f)$, $W(i)$ はそれぞれ終状態, 始状態の準位密度を示している. 励起エネルギー E の核に対する準位密度 $W(E)$ は, 近似的に次式で表すことができる.

$$W(E) = C \exp \left[2(aE)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (2.70)$$

ここで C は励起エネルギー E に依存したパラメータ, a が準位密度定数である.

PICA95 による蒸発過程の計算では, この準位密度定数として次の近似式を利用している.

$$a = a' \left(1 + \beta \frac{(A - 2Z)^2}{A^2} \right) \quad (2.71)$$

ここで A , Z は粒子放出前の核の質量数及び陽子数であり, β は入力データによって変えられる変数で, 通常 $\beta = 1.5$ が奨励されている. a' は励起核の質量数及び励起エネ

ルギーに依存したパラメータであるが、PICA95 の計算では

$$a' = \frac{A}{K}, \quad (2.72)$$

と質量数のみに依存したパラメータとして近似している。式中の K も入力データによって変えられる変数で、通常 $K = 8.0$ が奨励されている。しかし実際の a' は式 (2.72) のような簡単な近似式では表すことができず、陽子、中性子数及び励起エネルギーに複雑に依存した形となる。これは準位密度定数が殻モデルによる原子核質量補正 (shell correction) の大きさに関係しており、またその殻モデルによる効果は原子核の励起エネルギーが小さくなるほど大きくなるからである。したがって、特に質量数が 200 付近の核種に対する a' は式 (2.72) で予想される値よりかなり小さい値となり、蒸発過程の計算に式 (2.72) を使うと質量数が 200 付近の残留核の収率を過大評価してしまうことが判明している。したがって、質量数及び励起エネルギーに対する複雑な依存性を考慮した Gilbert-Cameron-Cook-Ignatyuk モデル [71]-[74] によって計算された a' を使用するよう PICA95 を改良した。

文献 [74] によると、準位密度定数 $a(U, \delta W)$ は

$$a(U, \delta W) = \bar{a} \left\{ 1 - \frac{f(U)\delta W}{U} \right\}, \quad (2.73)$$

と表すことができる。ここで U は原子核の励起エネルギーを示している。 δW は原子核の殻モデルによる質量補正の大きさを示しており、液滴モデルによって予想される原子核の質量欠損 $M_{l.d.}(Z, N, \alpha)$ を用いて、

$$\delta W = M_{\text{exp}}(Z, A) - W_{l.d.}(Z, A, \beta_0), \quad (2.74)$$

と表すことができる。ここで Z , A 及び β_0 はその原子核の陽子数、質量数、及び核変形パラメータを示しており、 $M_{\text{exp}}(Z, A)$ は実験より求められた原子核の質量欠損を示している。計算では、この δW に対して文献 [72] によって与えられたパラメータを使用した。また式 (2.73) 中の $f(U)$ は、原子核が励起することによってうち消される殻モデルの効果を示しており、次式で表すことができる。

$$f(U) = 1 - \exp(-\gamma U), \quad (2.75)$$

ここで $U \rightarrow \infty$ の極限を考えると、式 (2.73) によって求められる準位密度定数 a は \bar{a} に収束し、その値は

$$\bar{a} = \alpha A + \beta A^2, \quad (2.76)$$

となる。ここでパラメータ α , β , γ はそれぞれ 0.1375 , -8.36×10^{-5} , 0.05 (MeV) とした。

例として、いくつかの励起エネルギーに対して計算された準位密度定数 a を質量数の関数として示したものを図 2.16 に示す。ここで各質量数に対する陽子数は、その質量数 A に対する荷電分布の最確値を与える経験式 $0.486A - 0.00038A^2$ によって求められる値に最も近い整数とした。また参考のため、PICA95 が従来使用していた式 (2.72) による値も図中に示しておく。図より、準位密度定数は励起エネルギーが小さく、殻モデル効果の大きい質量数に対して式 (2.72) から求めた値から大きく離れてしまうことが判る。

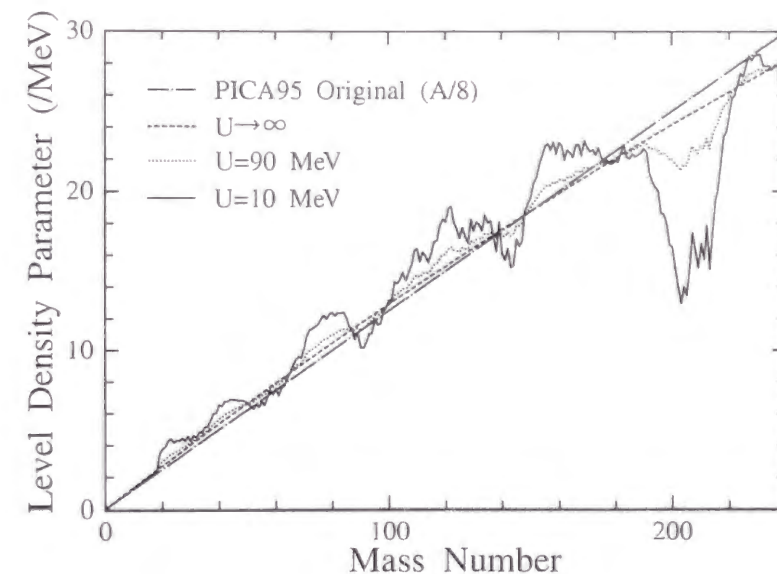


図 2.16: 計算された準位密度定数。実線、点線及び破線は励起エネルギーをそれぞれ無限大、90MeV、10MeV として式 (2.73) より求めた値を示しており、一点鎖線は PICA95 が従来使用していた式 (2.72) によって求められた値を示している。

一方、PICA95 は 1960 年代に得られた比較的古い質量表を用いて各残留核の過剰質量を導出している。したがって Wapstra[75] によって 1988 年に発表された質量表より導出するように PICA95 を改良した。またこの質量表に載っていない残留核に対する過剰質量は、Tachibana の質量公式 [76] を用いて導出するようにした。

2.3 過去における実験データとの比較

前節で説明した全ての改良を行った後のPICA95をPICA3と名付けた。この節では、そのPICA3によって過去における光核反応に対する様々な実験結果がどの程度再現できるか検討していく。以下、本文中でPICA95による計算値と書いてある場合は、前節で述べた全ての改良を行う前のPICA95による計算値を意味しており、PICAと書いてある場合は、PICA95, PICA3両方を示している。

2.3.1 全反応断面積に対する比較

^{16}O , ^{181}Ta 及び ^{208}Pb ターゲットに対する π 生成しきい値以下での全反応断面積の計算値と実験値を図2.17~2.19に示す。ただし、鉛に対する文献[48]の実験値は ^{208}Pb に対してではなく天然の同位体比を持った鉛に対するデータである。また、参考のためPICA95による計算値も図中に示しておく。図より、PICA3と実験値は比較的良く一致しており、PICA95による計算値は巨大共鳴が支配的なエネルギー領域ではデータがなく、準重陽子崩壊が支配的なエネルギー領域で過大評価していることが判る。これは前節で説明した巨大共鳴の考慮、及び準重陽子崩壊断面積の計算方法を改良したことが主な原因であると考えられる。

しかし ^{16}O に対しては30MeV以上50MeV以下の低エネルギー領域でPICA3による計算値は実験値を過小評価する傾向にある。これは軽核に対する巨大共鳴反応断面積は式(2.17)のような簡単な式では表すことができず、高エネルギー側に大きくテールを引いてしまうためであると考えられる。また低エネルギー光子を軽核に入射した場合、QFKによる反応断面積が無視できないほど大きくなっていくことも原因の一部であると考えられる。例えばMatthewsらのグループによる実験[77]では、60MeV, 80MeVの光子を炭素ターゲットに入射した場合、QFK反応によって陽子を放出する断面積はそれぞれ0.238(mb), 0.065(mb)となっており、光子エネルギーが低くなると断面積はさらに大きくなると予想される。一方、重核に対するQFKによる反応断面積は準重陽子崩壊断面積に比べて非常に小さく全反応断面積に影響を及ぼすことはほとんどないと考えられる。

次に ^{12}C 及び ^{208}Pb ターゲットに対する π 生成しきい値以上での全反応断面積の計算値と実験値を図2.20~2.21に示す。ただし、鉛に対する実験値は全て天然の同位体比を持った鉛に対するデータである。また、参考のため式(2.18)及び式(2.27)によって計算された自由空間にある核子1つ当たりに対する断面積を質量数倍した値も図中に示しておく。

図より、PICA3による計算値は全エネルギー領域で実験値と非常によく一致しているが、PICA95による計算値は Δ_{33} 共鳴ピークエネルギー(300MeV)付近で実験値を過大評価し、それよりも少し高いエネルギー領域(400MeV~600MeV)で過小評価していることが判る。これはPICA3では核子共鳴反応断面積に対する核媒質効果を考慮したため、PICA95の計算値より共鳴の幅が広くなり、そのピークエネルギーが大きい方にシフトしたためであると考えられる。これらの傾向は他のターゲットに対しても同様であり、PICA3による全反応断面積の計算値は実験値と非常によく一致している。

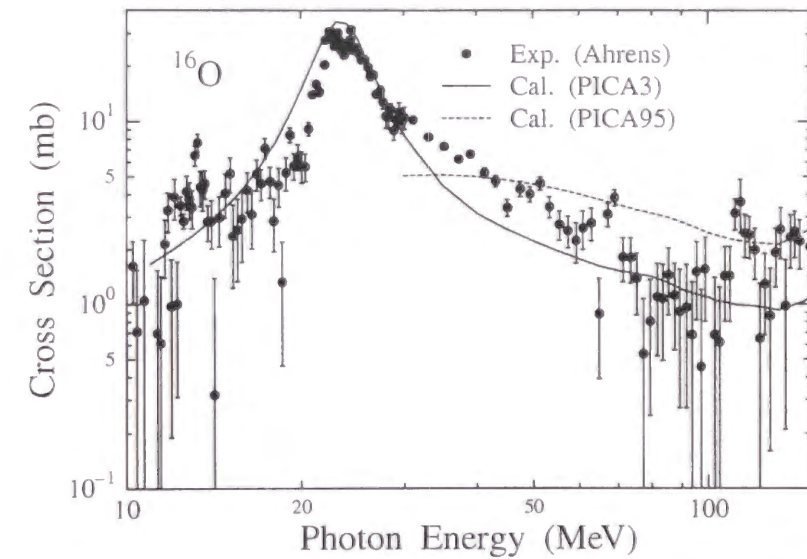


図 2.17: ^{16}O ターゲットに対する π 生成しきい値以下での全反応断面積。実線、破線はそれぞれPICA3, PICA95による計算値を示し、点は文献[78]による実験値を示している。

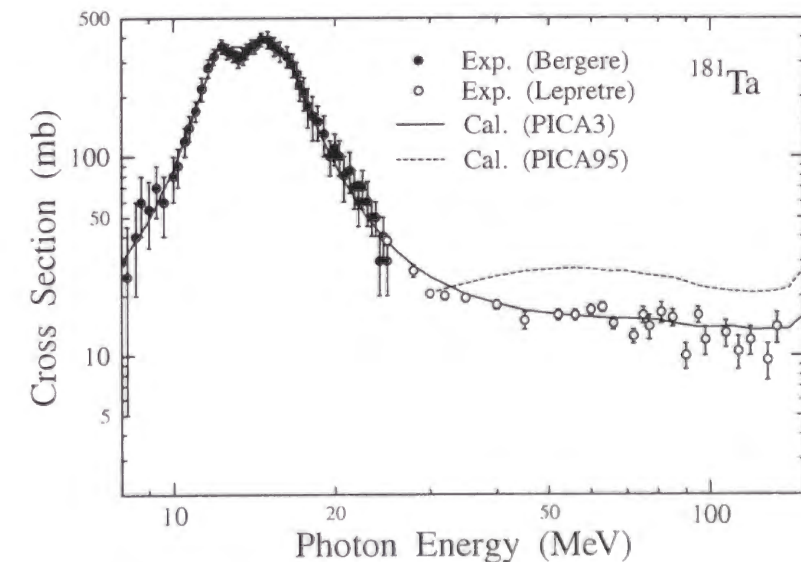


図 2.18: ^{181}Ta ターゲットに対する π 生成しきい値以下での全反応断面積。実線、破線はそれぞれPICA3, PICA95による計算値を示し、○及び●は文献[48]及び[79]による実験値を示している。

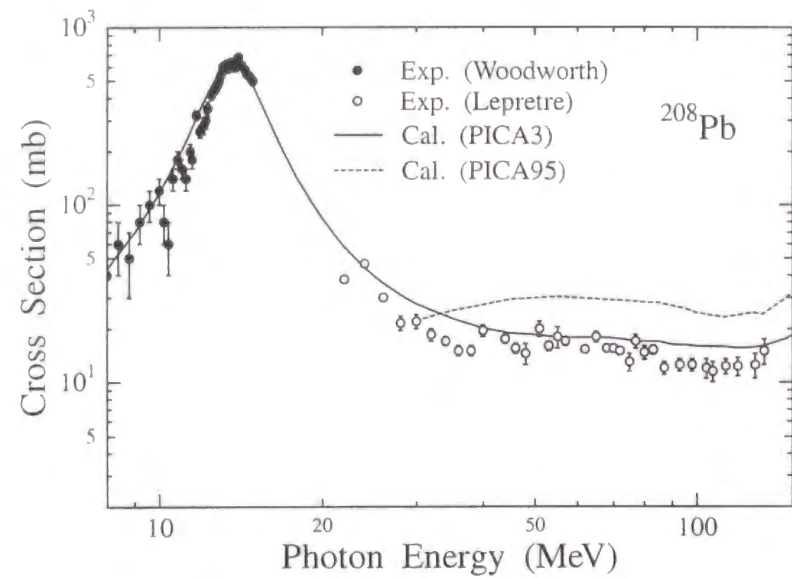


図 2.19: ^{208}Pb ターゲットに対する π 生成しきい値以下の全反応断面積. 実線, 破線はそれぞれ PICA3, PICA95 による計算値を示し, \circ 及び \bullet は文献 [48] 及び [80] による実験値を示している.

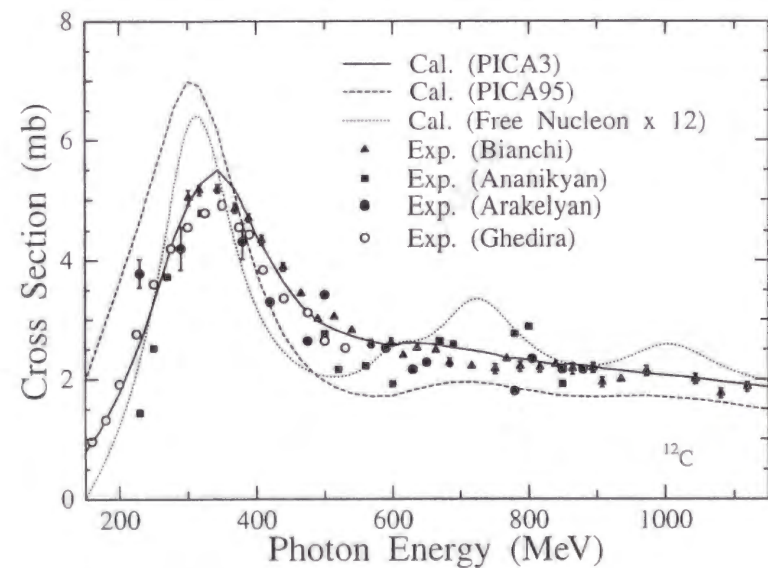


図 2.20: ^{12}C ターゲットに対する π 生成しきい値以上の全反応断面積. 実線, 破線はそれぞれ PICA3, PICA95 による計算値を示し, \blacktriangle , \blacksquare , \bullet 及び \circ はそれぞれ文献 [54], [81], [82] 及び [83] による実験値を示している.

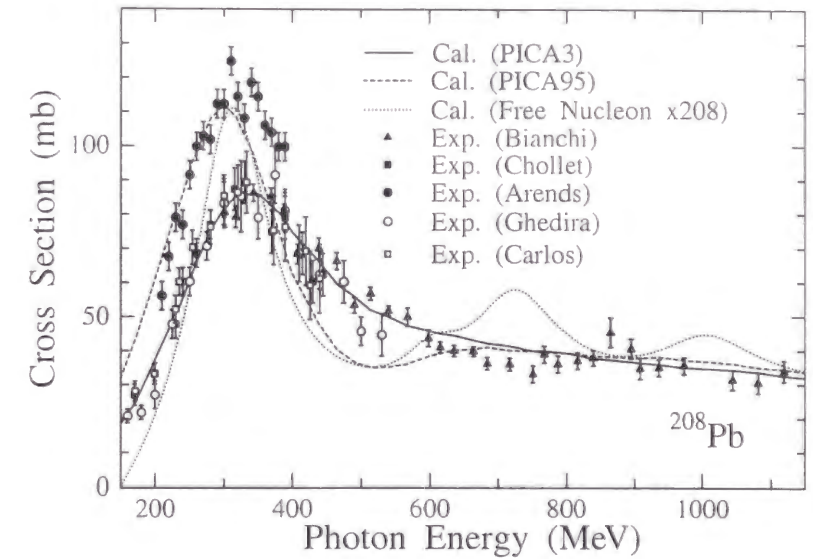


図 2.21: ^{208}Pb ターゲットに対する π 生成しきい値以上の全反応断面積. 実線, 破線はそれぞれ PICA3, PICA95 による計算値を示し, \blacktriangle , \circ , \blacksquare , \bullet , 及び \square はそれぞれ文献 [54], [83], [84], [85] 及び [86] による実験値を示している.

2.3.2 残留核の収率に対する比較

この節では光核反応によって生成される放射性残留核の収率に対する PICA3 の計算値と実験値を比較した結果を示していく. 光核反応によって生成される放射性残留核の収率は, その放射能を測定できるほど強い単色の光子場が得られないことから, 電子を金属箔に照射したときに得られる制動放射を用いて測定する場合が多い. 金沢大学のグループ [87]-[89] による実験値と PICA3 及び PICA95 による計算値を比較した結果を図 2.22-2.25 に示す.

図 2.22, 2.23 はそれぞれ銅, 金ターゲットを制動放射で照射したときに生成される放射性残留核からいくつかを選択し, その収率 (mb/equivalent quantum) を最大光子エネルギーの関数として表したものである. ここで収率 σ_{eq} (mb/equivalent quantum) は最大光子エネルギー E_{max} を用いて,

$$\sigma_{\text{eq}}(\text{mb/eq.q.}) = \frac{\int_0^{E_{\text{max}}} \sigma(E) N(E) dE}{\frac{1}{E_{\text{max}}} \int_0^{E_{\text{max}}} E N(E) dE}, \quad (2.77)$$

と表すことができる. ここで $\sigma(E)$ は光子エネルギー E に対するその残留核生成断面積, $N(E)$ は制動放射のエネルギー分布を示している. したがって式 (2.77) の分子はその残留核の全生成数を表しており, 分母は発生した制動放射の全エネルギーを最大光子エネルギーで割った値を表している.

図より明らかなように PICA3 による計算値は実験値をよく再現しており, PICA95 による計算値は実験値とあまり一致しておらず過大評価している場合が多い. また最大光子エネルギーに対する依存性は PICA3, PICA95 共に非常によく再現している. また質量数がターゲットの質量数から大きく離れた残留核の収率に対して, PICA3 は多少過大評価する傾向があるように思われる. これは PICA3 が前平衡過程を考慮し

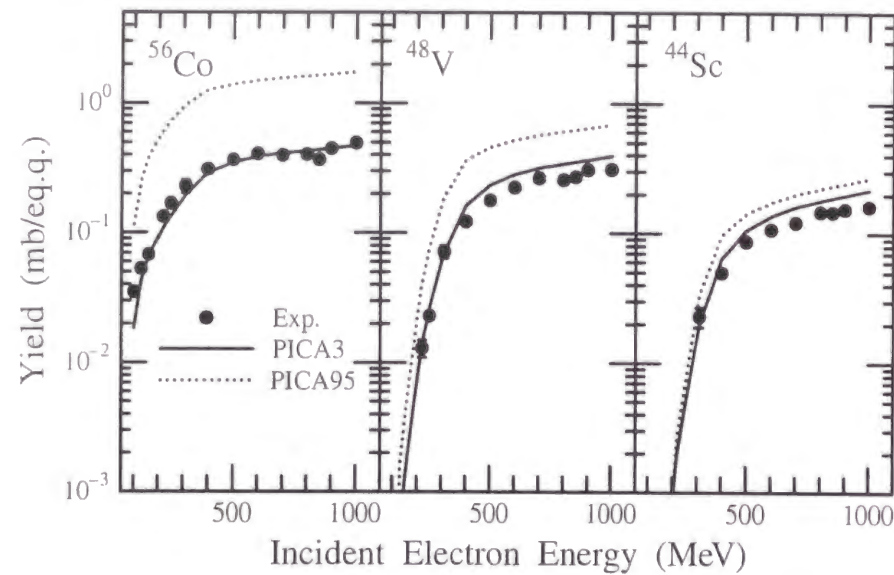


図 2.22: 銅ターゲットより生成されるいくつかの残留核に対する収率の最大光子エネルギー依存性. 実線及び点線はそれぞれ PICA3 及び PICA95 による計算値を示しており, 点は文献 [87] による実験値を示している.

ていないため, 蒸発過程によって放出される低エネルギー粒子数が過大評価され, 数多くの核子を放出した時に生成される残留核の収率が過大評価されてしまうためであると考えられる.

この傾向をより明確に示すため, 銅ターゲットの場合の計算値と実験値の比を全ての最大光子エネルギーに対して計算し, その平均値を残留核の質量数の関数として表した結果を図 2.24 に示す. PICA95 は巨大共鳴を考慮していないため, ^{64}Cu など主に巨大共鳴によって生成される残留核に対する収率を大きく過小評価しているが, PICA3 は巨大共鳴を考慮しているためこの不一致の傾向はなくなっている. それ以外の残留核に対しては, PICA95 による計算値は全体的に実験値を過大評価している傾向にあるのに対し, PICA3 による計算値は殆ど実験値と一致している. ただし, ^{24}Na などターゲットから非常に質量数の離れた残留核の収率に対して, PICA は実験値を大きく過小評価している.

続いて $\text{Bi}(\gamma, xn)$ 反応によって生成される残留核の収率を, その残留核の質量数の関数として表した結果を図 2.25 に示す. 左側の図は最大光子エネルギー 300 MeV に対する計算結果及び 300, 325 MeV に対する実験値を示しており, 右図は 900 MeV に対する計算結果及び 800 MeV, 1000 MeV に対する実験値を示している. 図より, PICA95 による計算値が全体的に実験値を過大評価しているのに対し, PICA3 による計算結果は質量数がターゲットの質量数である 209 に近い Bi の収率に対しては実験結果とよく一致しており, 質量数が 209 から遠い残留核の収率に対しては過小評価していることが判る. この傾向は前述の銅, 金ターゲットに対する傾向と違っているが, これは質量数が 200 付近の核の準位密度定数に対する殻モデル効果が非常に大きいため, この付近での残留核の収率を再現するのは非常に難しいためであると考えている.

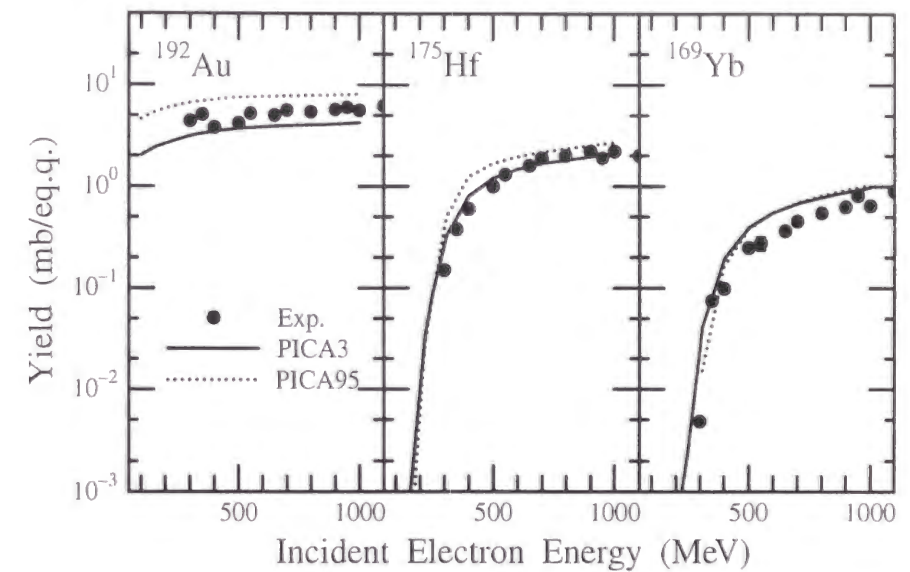


図 2.23: 金ターゲットより生成されるいくつかの残留核に対する収率の最大光子エネルギー依存性. 実線及び点線はそれぞれ PICA3 及び PICA95 による計算値を示しており, 点は文献 [88] による実験値を示している.

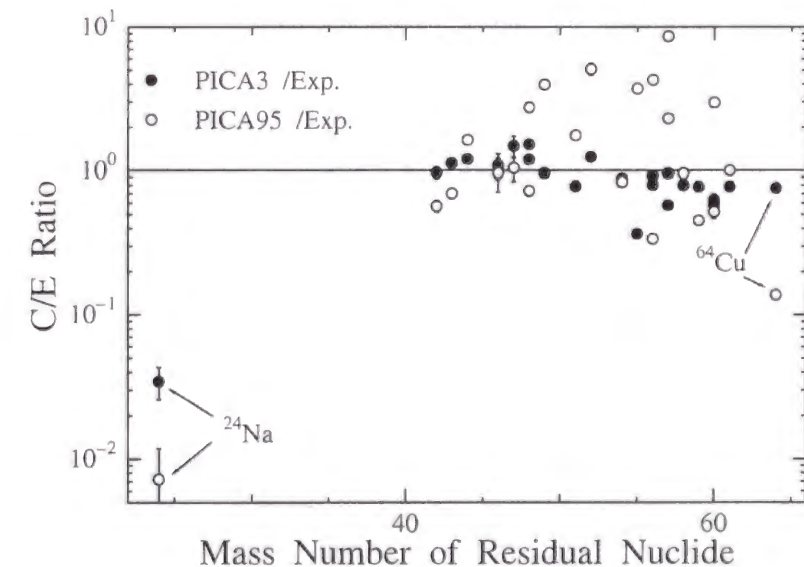


図 2.24: 銅ターゲットより生成される放射性残留核の収率に対する計算値と実験値の比率. 黒点及び白点は PICA3 及び PICA95 と実験値の比を表している.

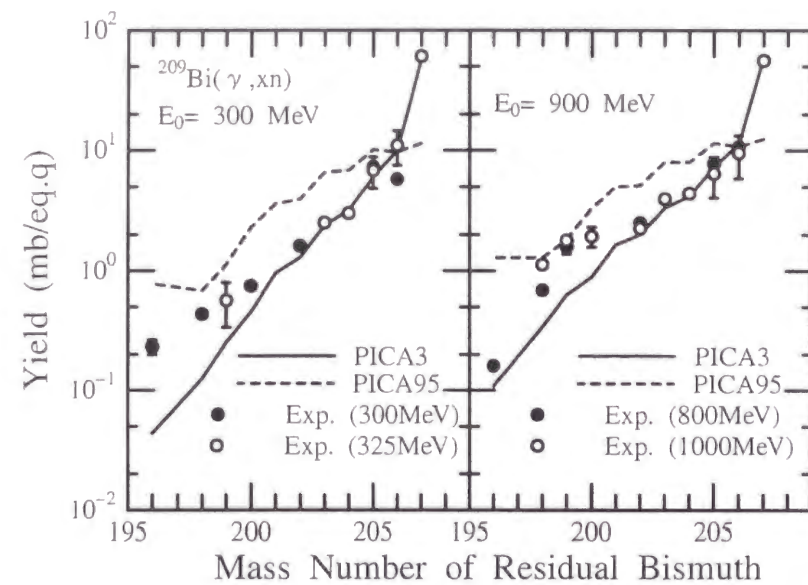


図 2.25: $\text{Bi}(\gamma, xn)$ 反応によって生成される残留核に対する収率. 実線及び点線は PICA3 及び PICA95 による計算値を示しており, 点は文献 [89] による実験値を示している.

2.3.3 光陽子エネルギースペクトルに対する比較

光核反応によって放出される陽子（光陽子）のスペクトルに対する実験値と PICA3 及び PICA95 による計算値を比較した結果を図 2.26 ~ 2.30 に示す. 図を見やすくするためにこれらの図中には誤差を表示していないが, 実験の誤差は 10% から数 10% 程度, 計算の誤差は 1% から 10% 程度で, 陽子のエネルギーが入射光子エネルギーに近くなるほど大きくなる. 以下, これらの図に対する説明を述べる.

図 2.26 : 実験値同士の比較

図 2.26 は, 似たような条件での光陽子スペクトルに対する実験値同士及び PICA による計算値を比較した結果を表している. 図 (a), (b), (c) はそれぞれエネルギー 200MeV, 400MeV, 400MeV 付近の光子を炭素ターゲットに入射したときに, 60° , 60° , 125° 付近に放出される光陽子のエネルギースペクトルである. 具体的な実験条件は表 2.9 に示す. 図より陽子エネルギーに対する相対形は実験値同士である程度一致しているが絶対値に対してはあまり一致していないことが判る. 具体的には, Arends らのグループによる実験値が一番大きく, Baba らのグループによる実験値が一番小さくなる傾向にある. この絶対値の違いは表 2.9 で示した実験条件の違いだけでは説明することができないほど大きいので, いずれかの実験値は絶対値に何か問題があると考えられる. PICA3 及び PICA95 による計算値は実験値のおおまかな傾向を再現できており, 詳細な実験値と計算値の比較は次の図より行う.

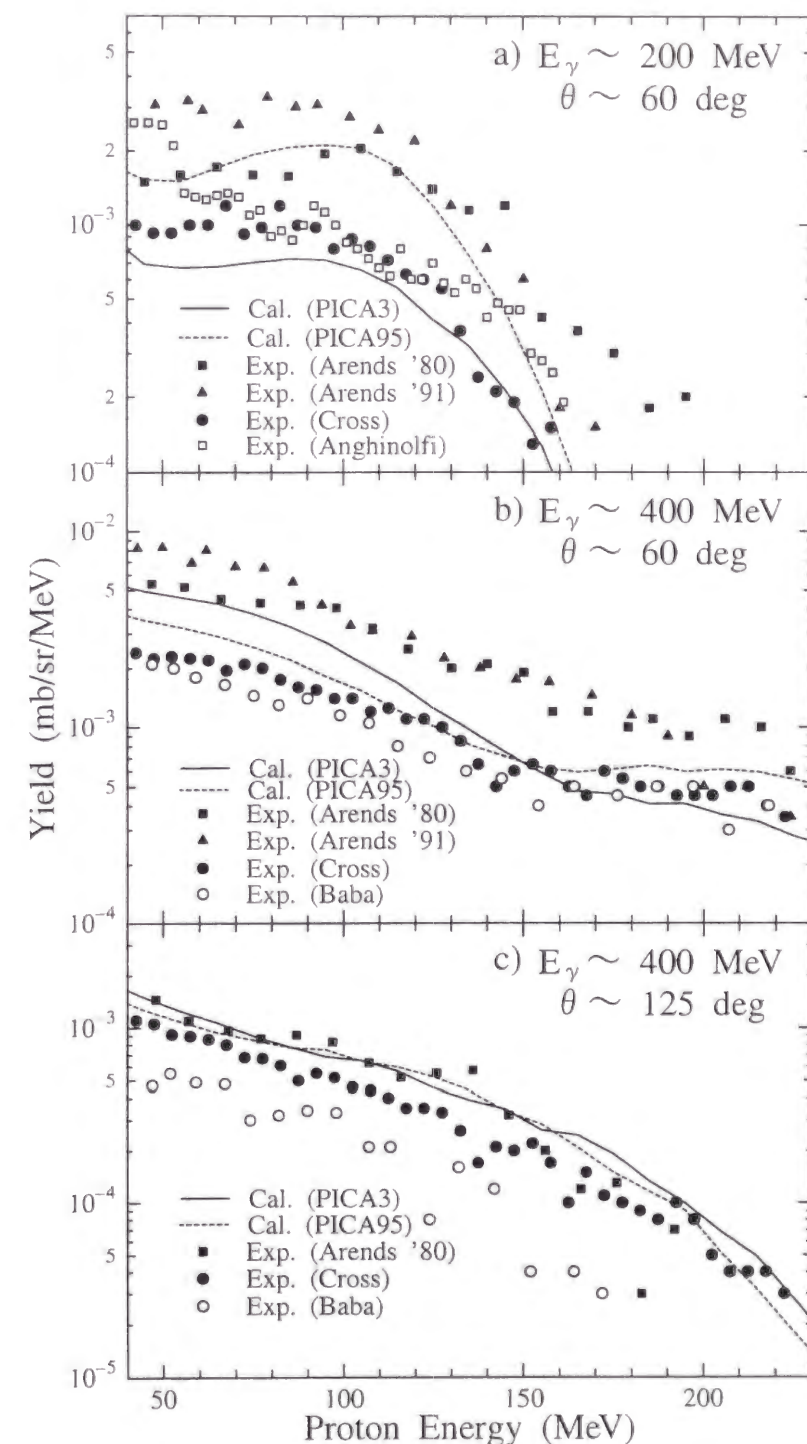


図 2.26: 炭素ターゲットに対する光陽子スペクトル. 実線, 破線はそれぞれ PICA3, PICA95 による計算値を表しており, \blacksquare , \blacktriangle , \bullet , \square , \circ はそれぞれ文献 [90], [91], [92], [93], [94] による実験値を示しており, 実験条件は表 2.9 にまとめてある.

表 2.9: 図 2.26 中に示した実験値に対する実験条件

	文献	主著者	発表年	光子エネルギー	陽子放出角度
図 (a)	[90]	J. Arends	1980	211 MeV	$49 \pm 5^\circ$
	[91]	J. Arends	1991	227 MeV	$52 \pm 6^\circ$
	[92]	G. E. Cross	1995	200 ± 10 MeV	$61 \pm 8^\circ$
	[93]	M. Anghinolfi	1986	198 ± 3 MeV	55°
図 (b)	[90]	J. Arends	1980	380 MeV	$49 \pm 5^\circ$
	[91]	J. Arends	1991	390 MeV	$52 \pm 6^\circ$
	[92]	G. E. Cross	1995	400 ± 10 MeV	$61 \pm 8^\circ$
	[94]	K. Baba	1984	380 ± 7 MeV	55°
図 (c)	[90]	J. Arends	1980	380 MeV	$125 \pm 5^\circ$
	[92]	G. E. Cross	1995	400 ± 10 MeV	$120 \pm 8^\circ$
	[94]	K. Baba	1984	380 ± 7 MeV	130°

図 2.27 : 入射エネルギー依存性と陽子放出角度依存性 ($E_\gamma > 200$ MeV)

図 2.27 は Arends らのグループによる実験値 [90] と PICA による計算値を、その入射光子エネルギー依存性 (a) 及び陽子放出角度依存性 (b) について比較した結果を表している。図 (a) は 211, 249, 305 MeV の準単色光子を炭素ターゲットに入射した場合の $44\text{--}54^\circ$ 方向に放出される陽子のエネルギースペクトルを示しており、図 (b) は入射光子エネルギー 305 MeV に対して $44\text{--}54^\circ$, $68\text{--}78^\circ$, $120\text{--}130^\circ$ 方向に放出された陽子のエネルギースペクトルを示している。これらの図より、放出された陽子のエネルギースペクトルには肩があることが判る。これは π 生成反応ではそのエネルギーの一部を π の質量エネルギーとして使ってしまうため、 π 生成反応と非 π 生成反応によって放出された陽子ではその平均エネルギーが異なるためである。したがって高エネルギー側のスペクトルの肩の部分にある陽子はほとんどこの非 π 生成反応によって放出された陽子である。ここで非 π 生成反応とは、 π を生成せずに核内の 2 つ以上の核子と光子による反応を示しており、ほとんどが陽子-中性子ペアによる反応（準重陽子崩壊）であるが、その他にも陽子同士のペアによる反応や、3 つ以上の核子による反応などがある。ただし準重陽子崩壊以外の反応断面積は、準重陽子崩壊断面積と比べて小さいことが実験 [28][92][95] によって判明しており、PICA3 では考慮されていない。また、 π 生成反応によって放出される陽子の平均エネルギーよりも低いエネルギーを持つ陽子は、主にカスケード過程によって生成された 2 次陽子であると考えられる。

図 (a) 中の PICA3 及び PICA95 による計算値を比較すると、このエネルギー領域では常に PICA3 による計算値の方が PICA95 による値よりも小さいことが判る。特に非 π 生成反応によって生成される陽子の収率は大きく変化している。これは 2.2.1 節で説明した準重陽子崩壊反応断面積に対する計算方法の改良によって、その断面積が小さくなったためである。 π 生成反応によって生成される陽子の収率も多少小さくなっているが、これは 2.2.3 節で説明した核子共鳴に対する核媒質効果によってその

ピークが高エネルギー側にシフトしたため、200 MeV ~ 300 MeV のような共鳴ピークエネルギーよりも小さいエネルギー領域では π 生成断面積が小さくなったからだと考えられる。したがって、図 2.26 (b) で示されているような共鳴ピークエネルギーよりも高い光子エネルギーに対しては、PICA3 によって計算された π 生成反応によって生成される陽子の収率の方が PICA95 によって計算された値と比べて大きくなる。

図 (a) 中の実験値と PICA3 による計算値を比較すると、非 π 生成反応によって生成される陽子の収率に対しては実験値を過小評価し、 π 生成によって生成される陽子に対しては実験値をやや過大評価しているもののほぼ一致している。ただし、図 2.26 より判るように Arends らのグループによる実験値は他のグループによる実験値より大きい値となっていることに注意する必要がある。

図 (b) 中の PICA3 及び PICA95 による計算値を比較すると、非 π 生成反応によって生成される陽子の収率に対して、後方散乱になるほど PICA3 と PICA95 による差が小さくなることが判る。これは 2.2.1 節で示した光重陽子崩壊による放出粒子の角度分布を改良したことによって、PICA3 と PICA95 で準重陽子崩壊によって放出される陽子の角度分布が変化したためである。また実験値と PICA3 による計算値を比較すると、後方散乱になるほど実験値と計算値は一致する方向に変化することが判る。

図 2.28 : 入射エネルギー依存性と陽子放出角度依存性 ($E_\gamma < 200$ MeV)

図 2.28 は、図 2.27 より少し低い入射エネルギー (~200 MeV) に対する Anghinolfi らの実験値 [93] と計算値を比較した結果を示している。図 2.27 と同じく (a) が入射エネルギーに対する依存性、(b) が陽子放出角度に対する依存性を表したグラフである。このような入射エネルギーでは π 生成断面積が小さいため、図 2.27 で見られたようなはっきりとしたスペクトルの肩は見られない。またほとんどの陽子が非 π 生成反応によって生成されているため、PICA3 による計算値は PICA95 による計算値より全体として小さい値となっている。

図 2.28 中の実験値と PICA3 による計算値を比較すると、全体として計算値は実験値を過小評価していることが判り、特にその傾向は比較的低いエネルギーを持つ陽子に対して強く見られる。Anghinolfi らは、このように陽子エネルギーが低くなるとその収率が急激に大きくなるのは前平衡過程によって放出される陽子の影響であると説明している。したがって PICA3 は前平衡過程を考慮していないためこのような収率の急激な増加を再現することはできない。しかし、図 2.26 を見ると、このような低エネルギー陽子に対する収率の急激な増加が見られるのは Anghinolfi らのグループによる実験値のみであり、他のグループによる実験値は陽子エネルギーの低下と共に多少大きくなっているものの、それほど急激な収率の変化は見られない。

図 2.29 : 光陽子放出微分断面積に対する比較 ($\theta = 30^\circ$)

図 2.29 (a) は 377 MeV の光子を炭素ターゲットに入射した場合の 30° 方向に放出される陽子の運動量分布に対する実験値 [95] と計算値を比較した結果を示している。陽子エネルギーの関数で表したグラフ（図 2.27）と同様に、 π 生成反応によって生成された陽子と、非 π 生成反応によって生成された陽子による成分にはっきりと区別する

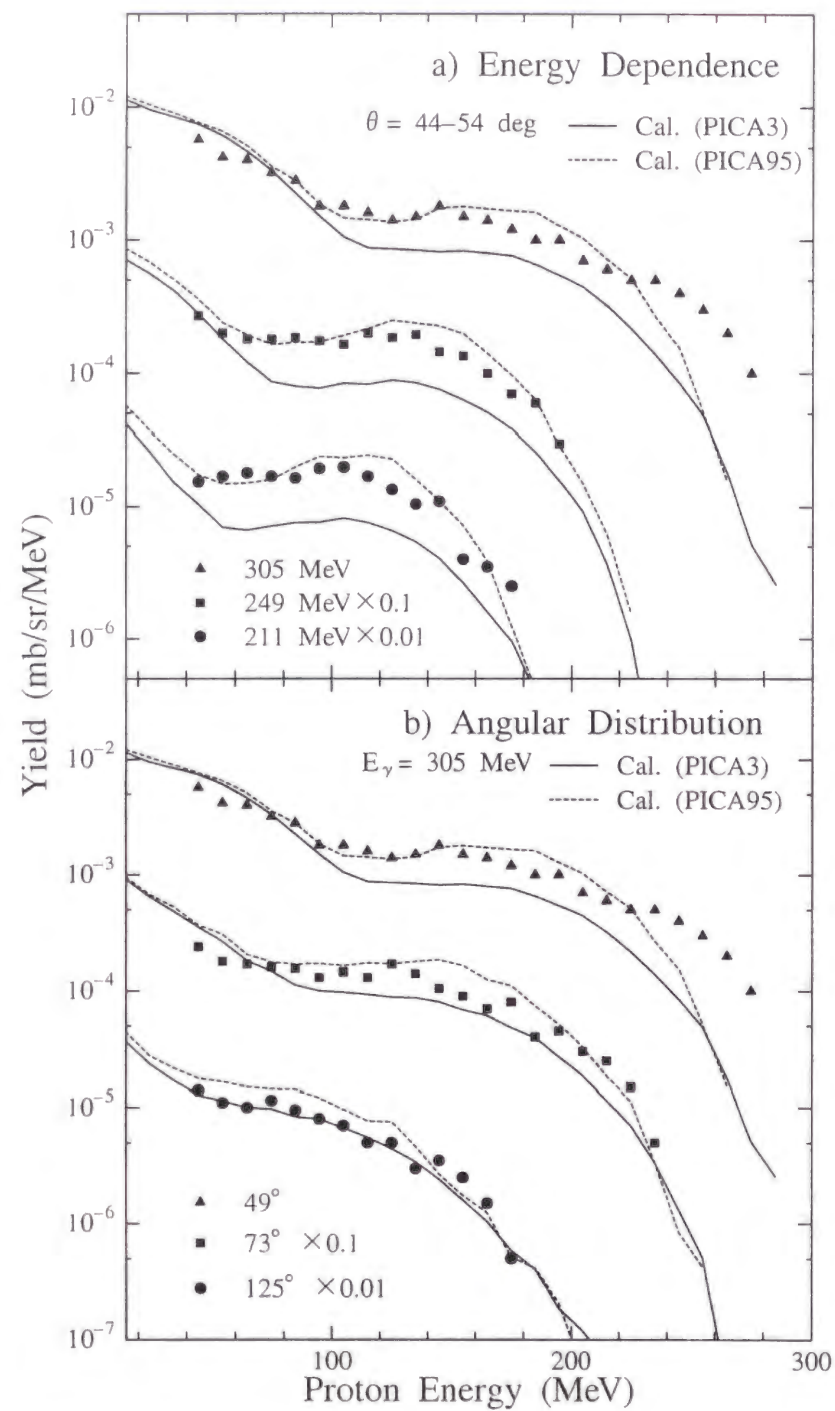


図 2.27: 炭素ターゲットに対する光陽子スペクトルの入射光子エネルギー依存性 (a) 及び放出陽子角度依存性 (b). 実線, 破線はそれぞれ PICA3, PICA95 による計算値を示し, 点は文献 [90] による実験値を示しており, 実験条件は図中及び本文に示してある.

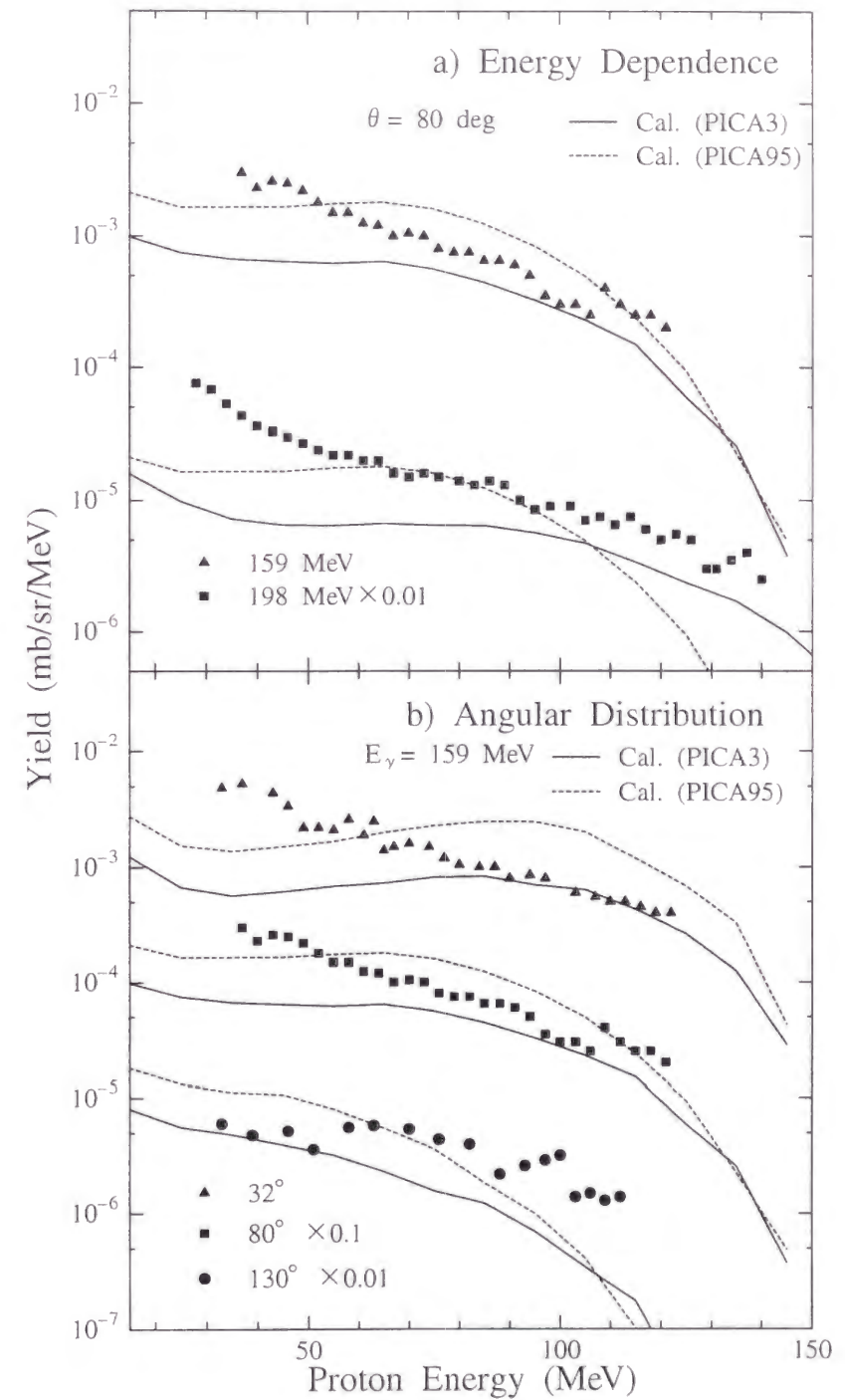


図 2.28: 炭素ターゲットに対する光陽子スペクトルの入射光子エネルギー依存性 (a) 及び放出陽子角度依存性 (b). 実線, 破線はそれぞれ PICA3, PICA95 による計算値を示し, 点は文献 [93] による実験値を示しており, 実験条件は図中及び本文に示してある.

ことができる。文献 [95] では、これらの2つ成分をそれぞれガウス分布としてフィッティングすることによって、 30° 方向に放出された陽子の微分断面積 (mb/sr) に対する実験値を求めている。したがって、計算によって求められた陽子の運動量分布に対しても同様のフィッティングを行い、実験値と比較した結果を図 2.29(b) に示す。

図 2.29(b) より、 π 生成によって生成される陽子の微分断面積に対しては、PICA3, PICA95 共に実験値を過大評価していることが判る。計算値同士では、300MeV 以下で PICA95 の方が大きく、それ以上の入射エネルギーに対しては PICA3 による計算結果の方が大きくなっている。これは核媒質効果を考慮することによって Δ_{33} 共鳴のピークが高エネルギー側にシフトしたためである。一方、非 π 生成反応によって生成される陽子に対しては、PICA3 による計算値は実験値を過小評価し、PICA95 による計算値は逆に過大評価していることが判る。これらの傾向は、図 2.26, 2.27 で得られた傾向と大体一致している。

図 2.30 : 重核に対する実験値との比較

図 2.30 は 227MeV, 390MeV の光子をチタン及び鉛ターゲットに入射したときに 52° 方向に放出される陽子のスペクトルに対する Arends らのグループの実験値 [90] と計算値を比較した結果である。図より、PICA による計算値は全体的に実験値を過小評価していることが判る。非 π 生成反応によって放出される陽子は、炭素ターゲットの場合でも過小評価されていたが、重核に対しては π 生成反応によって放出される陽子の収率に対しても過小評価していることが判る。ただし、Arends らのグループによる実験値は他のグループによる実験値より大きい値となっていることにもう一度注意する必要がある。

光陽子スペクトルの実験、計算値の比較結果のまとめ

全体的に実験値が非常にばらついておりはっきりと結論づけることはできないが、PICA3 による計算値は非 π 生成反応によって放出される陽子の収率を過小評価する傾向にあり、 π 生成反応によって放出される陽子に対してはある程度一致する傾向にあることが判る。非 π 生成反応によって放出される陽子の収率を過小評価することは、 π 生成しきい値以上での非 π 生成反応断面積が PICA3 によって計算された準重陽子崩壊断面積だけでは再現できないことを示している。 π 生成しきい値以下では、巨大共鳴を除いて光核反応はほとんど非 π 生成反応によって引き起こされ、その反応断面積は準重陽子崩壊モデルのみでよく説明できる。しかし、 π 生成しきい値以上に対する非 π 生成反応については実験値の不足からまだその反応機構は解明されておらず、今回の PICA3 と実験値を比較した結果は、この領域での非 π 生成反応は準重陽子崩壊モデルだけでは再現できないことを示唆している。

図 2.31 : 他の計算コードによる計算結果との比較

図 2.31 は 500MeV の光子を銅ターゲットに入射したときに前方 ($0^\circ \sim 90^\circ$) 及び後方 ($90^\circ \sim 180^\circ$) に放出される陽子のスペクトルをいくつかの計算コード (PICA3,

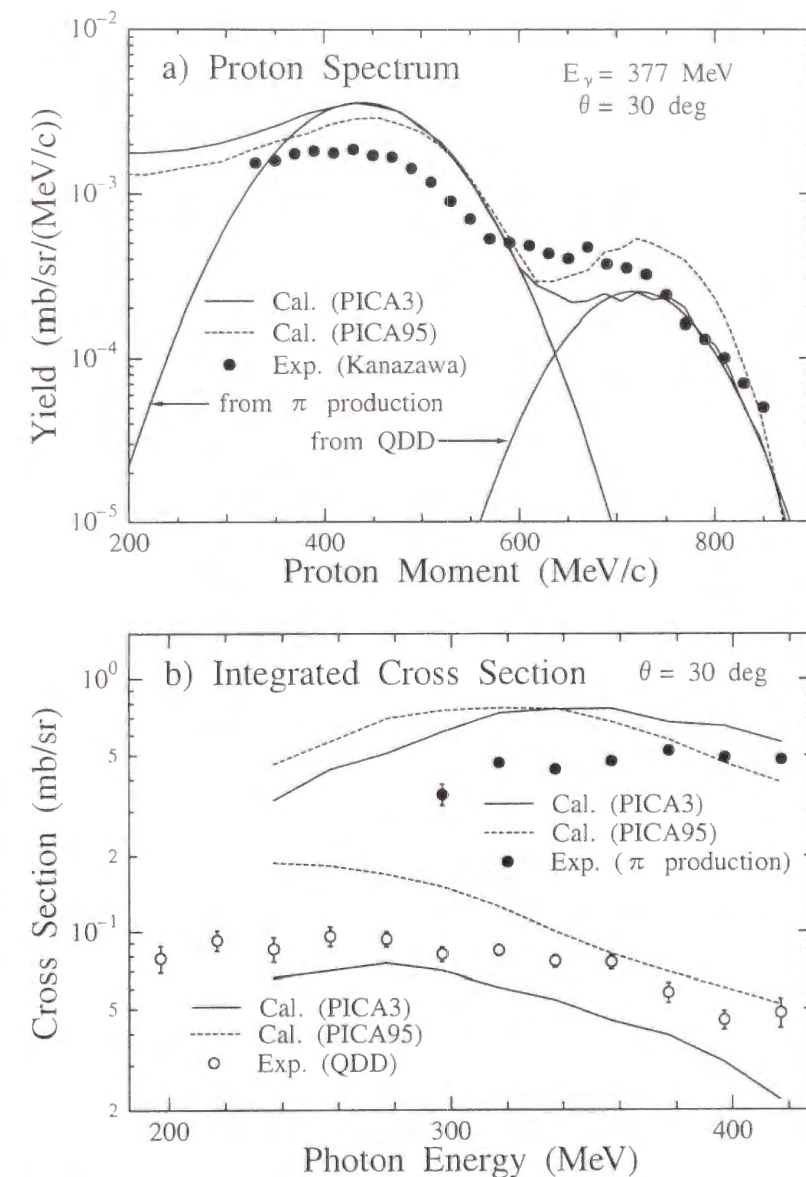


図 2.29: 運動量単位で表した炭素ターゲットに対する光陽子スペクトル (a), 及びそのスペクトルをフィッティングして積分することによって求めた 30° 方向に陽子を放出する微分断面積 (b). 実線, 破線はそれぞれ PICA3, PICA95 による計算値を示し, 点は文献 [95] による実験値を示している。

PICA95, CEM95[15], DINREG[16]) で計算した結果を示している。ただし DINREG などは非公開の計算コードであるため、PICA 以外の計算結果は PICA95 のマニュアル[96]より引用している。図より、PICA3 による計算値は CEM95, DINREG による計算値と比べて大きくなっていることが判り、その傾向は前方かつ低陽子エネルギーの方が強い。前述のまとめにより、PICA3 による計算値は、 π 生成によって放出される陽子に対する実験値をある程度再現し、非 π 生成反応によって放出される陽子に対する実験値を過小評価する傾向にあることが判明しているため、この PICA3 の計算値より小さい結果となる他の計算コードでは全体的に実験値を過小評価することが予想される。

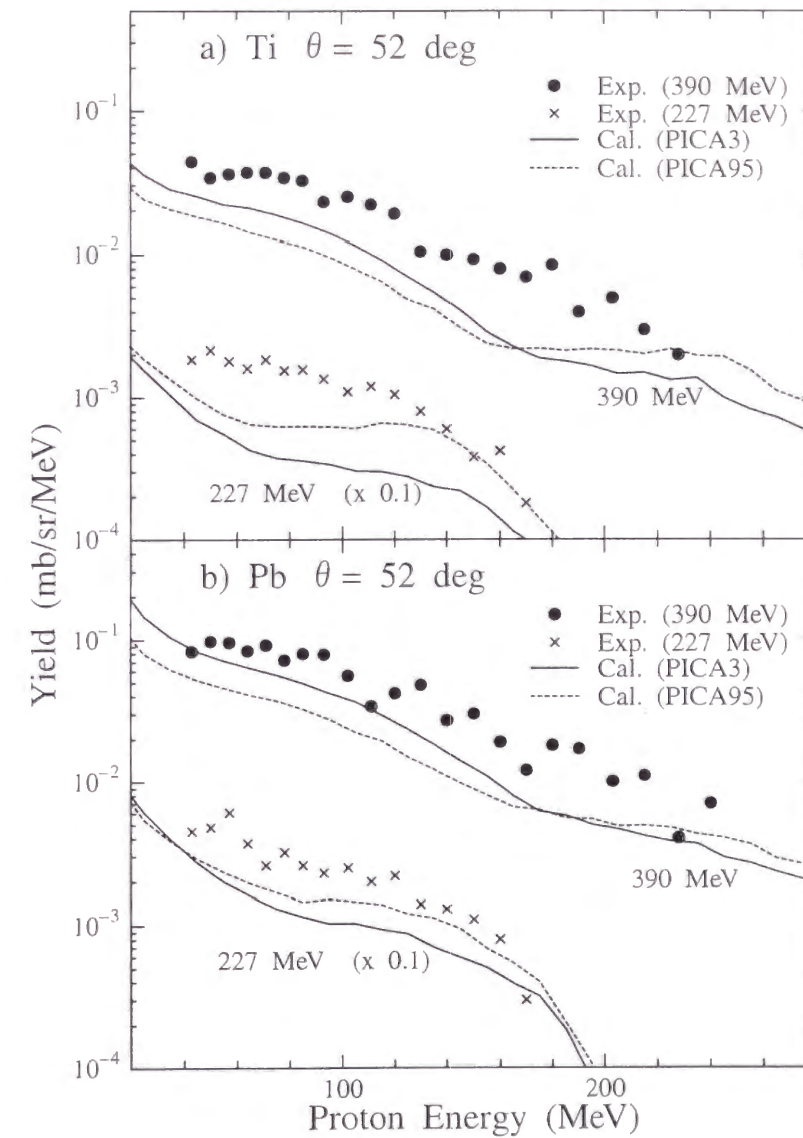


図 2.30: チタン (a) 及び鉛 (b) ターゲットに対する光陽子スペクトル。実線、破線はそれぞれ PICA3, PICA95 による計算値を示し、点は文献 [90] による実験値を示しており、実験条件は図中及び本文に示してある。

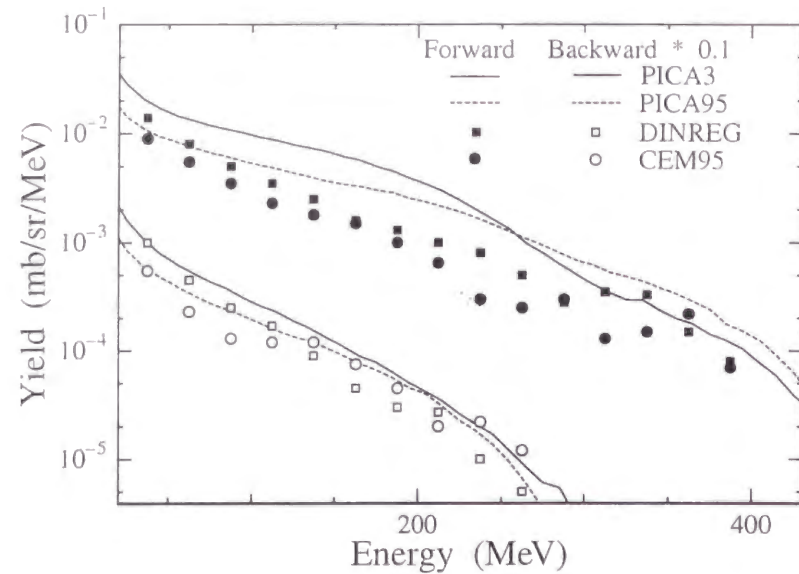


図 2.31: Cu ターゲットに対する光陽子スペクトルの計算値. 実線, 破線はそれぞれ PICA3, PICA95 による計算値を示し, 四角及び丸点はそれぞれ DINREG[16] 及び CEM95[15] による計算値を示している. ただし, DINREG 及び CEM95 による計算値は PICA95 のマニュアル [96] より引用した. 詳細な計算条件は図中及び本文に示してある.

2.3.4 光 π エネルギースペクトルに対する比較

光核反応によって放出される π (光 π と略す) のスペクトルに対する実験値と PICA3 及び PICA95 による計算値を比較した結果を図 2.32 ~ 2.36 に示す. これらの図中には, 光陽子スペクトルに対して比較した図と同様に誤差を表示していないが, 実験の誤差は 10% から数 10% 程度, 計算の誤差は 3% から 15% 程度で, π の収率が小さくなるほど大きくなる. 以下, これらの図に対する説明を述べる.

図 2.32: π 放出角度に対する依存性

図 2.32 は Arends らのグループによる実験値 [97] と PICA3, PICA95 による計算値を, π 放出角度依存性について比較した結果を表しており, 305 MeV の光子を炭素ターゲットに入射した場合に 48° , 72° , 118° 方向に放出される π^+ のエネルギースペクトルを示している. また π^- に対しては計算値, 実験値共にほぼ同じ傾向であるため, ここでは示していない.

図より, スペクトルの絶対値は計算値と実験値である程度一致していることが判る. しかしスペクトル分布は高エネルギー側で前方放出に対して過大評価, 後方放出に対して過小評価していることが判る. 特に実験では非常に高エネルギーの π が後方で検出されているが, このような高エネルギーの π が反応の素過程で生成されることは運動量保存の法則から考えてほぼ不可能である. このため, これらの π は核内で散乱されてから検出されているはずである. この結果は PICA で用いている π -核子散乱断面積が過小評価されている可能性を示唆している. また計算で用いる π -核子散乱断面積

が大きくなれば, 前方に放出される高エネルギー π の収率も小さくなることが予想される.

計算値同士を比較すると, PICA3 による計算値の方が PICA95 による値よりも小さいことが判る. これは, PICA3 によって計算される Δ_{33} 共鳴のピークエネルギーが 2.2.3 節で説明した核媒質効果によって高エネルギー側にシフトしたためである.

図 2.33: π 透過率

Arends らのグループは, 彼らのそれぞれの π 放出角度に対する実験データから π が核内で散乱されずに放出される確率 (π 透過率) を導出している. この π 透過率に対する実験値と PICA による計算値を比較した結果を図 2.33 に示す. π 透過率はカスケード過程で使用する π -核子散乱断面積で決まるため, PICA3 による計算値と PICA95 による値は一致している. したがって, 図には PICA3 による計算値のみを示した.

図より, PICA によって計算された π 透過率は実験値を過大評価していることが判る. これは, 生成された π が核内で散乱されずに放出される確率が高いことを意味しており, 前述の図 2.32 で示した結果と一致する. しかし, 計算値と実験値の差はそれほど大きくなく, 前述した後方での高エネルギー π に対する収率の過小評価の原因を完全に説明できるほどではないと考えられる.

図 2.34: しきい値以上のエネルギーを持つ π 生成断面積

Arends らのグループは, 彼らの π 生成二重微分断面積に対する実験値をその放出角, 放出エネルギーに対して積分することによって, 40 MeV 以上のエネルギーを持つ π の生成断面積を導出している. これに対する計算値を PICA によって計算し比較した結果を図 2.34 に示す.

図より, PICA3 による計算値は実験値と非常によく一致しているが, PICA95 による計算値は全体として過大評価する傾向にあることが判る. この結果は Δ_{33} 共鳴断面積に対する核媒質効果の必要性を非常によく表した結果といえる.

図 2.35: 入射光子エネルギーに対する依存性

図 2.35 は 367 MeV (a) 及び 617 MeV (b) の光子を炭素ターゲットに入射した場合, 44° 方向に放出される π の運動量分布に対する実験値 [98] と計算値を比較した結果を示している. 367 MeV 入射に対しては, 図 2.32 に対する考察で示した結果と同じく, 高エネルギー側で計算値は実験値を過大評価する傾向にあることが判る. また図 2.32 と違って, PICA3 による計算値が PICA95 による値より大きい, これは入射光子エネルギーが Δ_{33} 共鳴のピークがシフトしたエネルギーに近いからである.

一方, 617 MeV 光子入射に対しては, PICA3 による計算値は実験値を大きく過大評価することが判る. これに対するはっきりとした原因は判っていないが, このエネルギー領域での単一 π 生成断面積を過大評価していることが原因となっている可能性が高い. 図中に示しているような約 400 MeV/c 以上の運動量を持った π は主に単一 π 生成反応によって放出された π であり, 多重 π 生成によって放出された π はエネルギー

保存則よりこのような大きい運動量を持つことはできない。また PICA3 によって計算される全反応断面積は図 2.20 で示したように実験値と非常に一致しており考察も十分なされているが、各反応チャンネル別の断面積については実験データの不足などから十分な考察がなされているとは言えない。例えば入射エネルギー 617MeV では主に D_{13} 共鳴状態が励起され、 D_{13} 状態が崩壊する際、2 個の π を放出する確率と 1 個の π を放出する確率は同程度である。したがって PICA3 は単一 π 生成断面積を過大評価している可能性があり、その過大評価が図 2.35(b) で見られる不一致の原因となっている可能性が高い。今後は各反応チャンネル別の断面積についても考察していく必要がある。

図 2.36：他の計算コードによる計算結果との比較

図 2.31 で示した陽子スペクトルと同じ条件での π^+ に対するスペクトルの計算結果を図 2.36 に示す。陽子に対する場合と同じく、DINREG, CEM95 による計算値は PICA95 のマニュアル [96] に載っている値を引用している。図より、前方、後方共に PICA は他のコードによる計算値より大きい値を示していることが判る。PICA3 による計算値は、高エネルギー光子を入射した場合の高エネルギー π の収率を過大評価していたが（図 2.35 参照）、それ以外のエネルギーに対する PICA3 の計算値及び PICA95 による計算値は特に実験値を過大評価する傾向になかったため、他の計算コードによる計算値は実験値を過小評価している可能性が高い。しかし、この節で示した数少ない実験データとの比較結果のみで全てのケースに対する傾向を結論づけることは難しく、今後さらなる実験値の整備が望まれている。

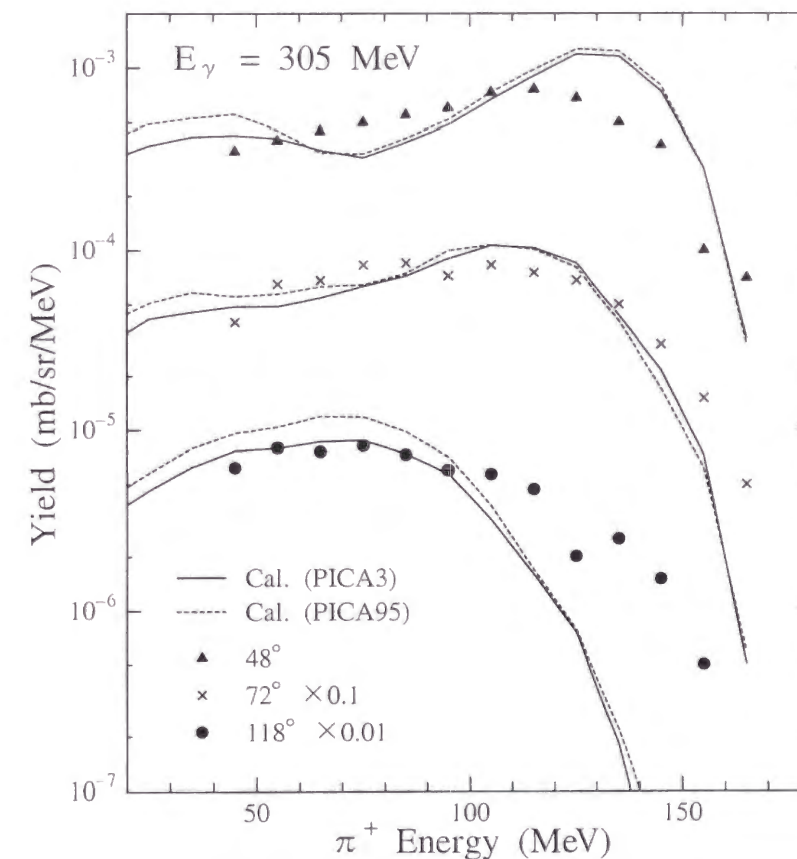


図 2.32: 305MeV 光子を炭素ターゲットに入射した場合の光 π^+ スペクトルに対する π^+ 放出角度依存性。実線、破線はそれぞれ PICA3, PICA95 による計算値を示し、点は文献 [97] による実験値を示しており、実験条件は図中及び本文に示してある。

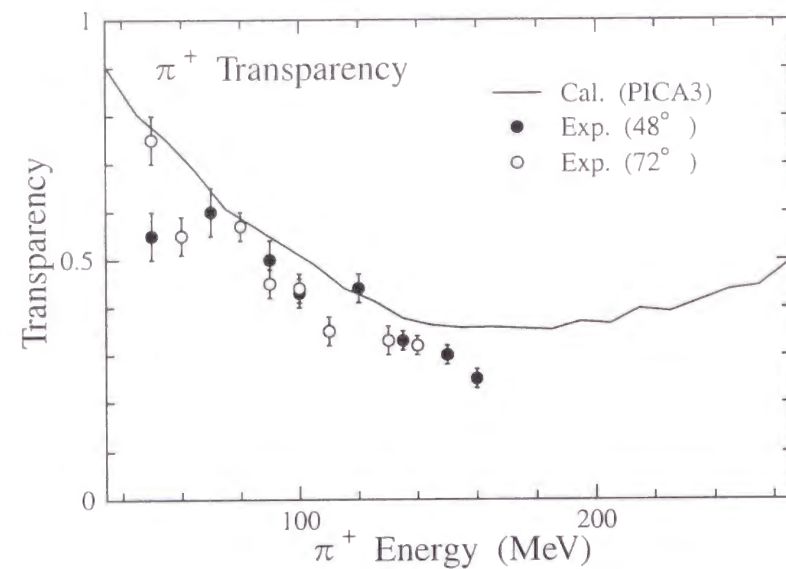


図 2.33: 核内で生成された π^+ が核内で散乱されずに放出される確率 (π 透過率). 実線は PICA3 による計算値を示し, 黒点及び白点はそれぞれ π 放出角 48° 及び 72° に対する実験値より求めた値を示している.

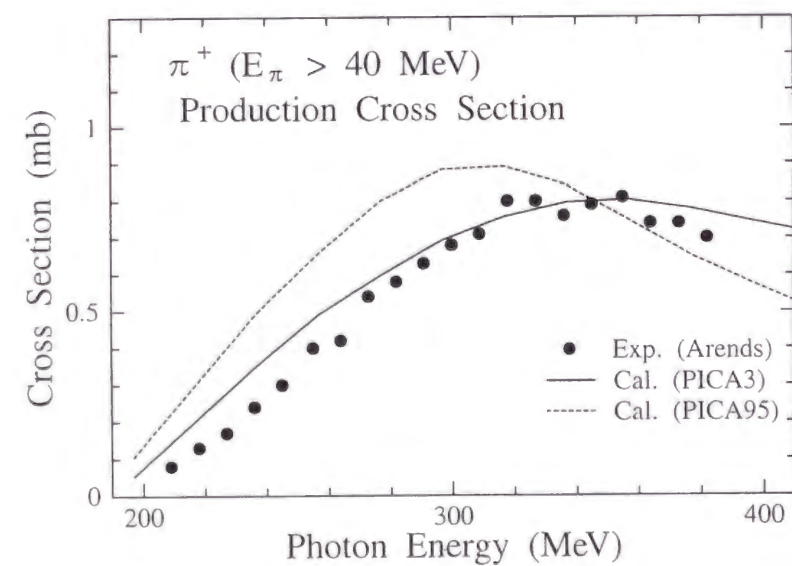


図 2.34: 炭素ターゲットに対する 40MeV 以上の π^+ を生成する反応断面積. 実線, 破線はそれぞれ PICA3, PICA95 による計算値を示し, 点は文献 [97] による実験値を示している.

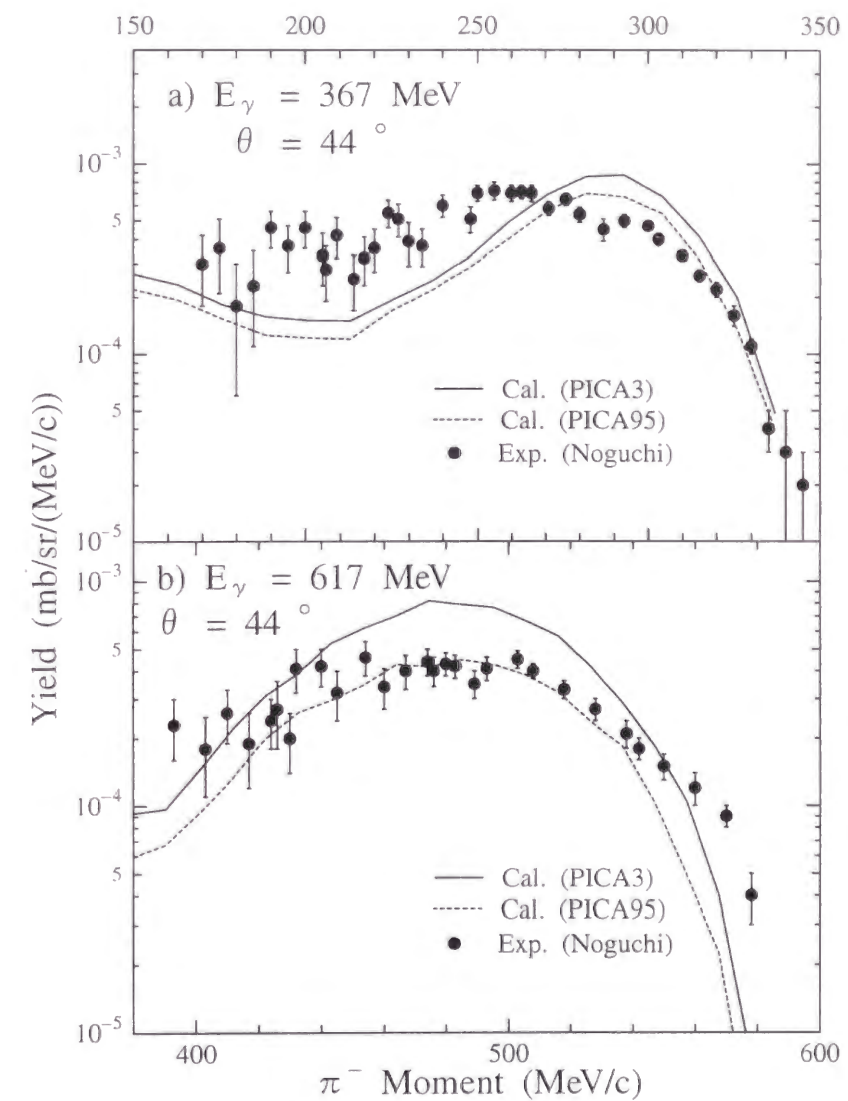


図 2.35: 367MeV(a) 及び 617MeV(b) 光子を炭素ターゲットに入射したときに, 44° 方向に放出される光 π^- スペクトル. 実線, 破線はそれぞれ PICA3, PICA95 による計算値を示し, 点は文献 [98] による実験値を示している.

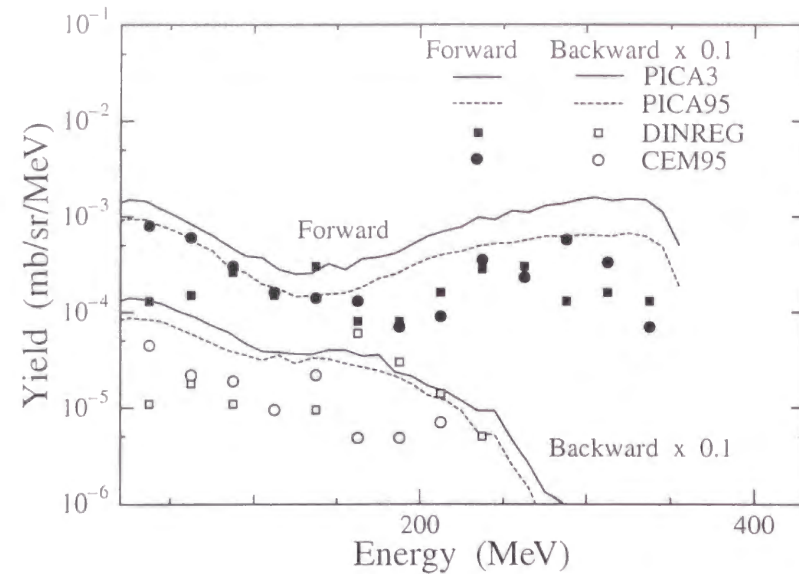


図 2.36: Cu ターゲットに対する光 π^+ スペクトルの計算値. 図中の記号の意味や詳細な計算条件は図 2.31 と同じである.

2.4 結論

PICA95 を改良し PICA3 を作成した. 改良点は以下の通りである.

1. 準重陽子崩壊反応断面積の計算方法を改良した.
2. 巨大共鳴を考慮した.
3. 核子共鳴状態に対する核媒質効果を考慮した.
4. 高エネルギー光核反応断面積に対する Shadowing 効果を考慮した.
5. 複雑な形を持つ単一 π 生成の角度分布を考慮した.
6. 核子-核子散乱断面積の核媒質効果を考慮した.
7. 蒸発過程で使用している質量公式 (Mass Formula) を更新した.
8. 蒸発過程で使用する準位密度定数の励起エネルギー依存性を考慮した.

PICA3 と実験値を比較した結果は以下の通りである.

1. 全反応断面積

基本的に実験値とかなりの精度で一致した. 特に, PICA95 で見られていた巨大共鳴支配的領域での過小評価, 準重陽子崩壊支配的領域での過大評価, 核子共鳴反応支配的領域での共鳴ピークエネルギーや幅のずれなどが見られなくなった. しかし, 軽核に対しては巨大共鳴断面積が単純なローレンツカーブで再現できないことや, QFK モデルを考慮していないことなどから, 入射光子エネルギー 50 MeV 以下でやや実験値を過小評価する傾向にある.

2. 残留核の収率

基本的に実験値と一致した. 特に PICA95 で見られていた巨大共鳴によって生成される残留核に対する収率の過小評価, 質量数がターゲットに近い残留核に対する全体的な過大評価の傾向などは見られなくなった. しかし, ターゲットから質

量数が非常に離れた残留核の収率や質量数が 200 付近の残留核の収率に対して, PICA3 による計算値は実験値を過小評価する傾向にある.

3. 光陽子スペクトル

非 π 生成反応によって放出される陽子の収率を過小評価し, π 生成反応によって放出される陽子に対してはある程度一致した. ただし, 全体的に実験値が非常にばらついておりはっきりと結論づけることはできない. 非 π 生成反応によって放出される陽子に対して過小評価する原因は, 高エネルギー光陽子放出反応の非 π 生成反応が準重陽子崩壊モデルだけでは説明できないためであると考えられる.

4. 光 π スペクトル

単一 π 生成領域に対してスペクトルの絶対値はある程度一致した. しかし, 高エネルギー π の前方放出に対する収率を過大評価し, 後方放出に対する収率を過小評価する傾向にある. また多重 π 生成領域では高エネルギー π の収率を過大評価する傾向にある.

全体として, PICA3 による計算値は PICA95 による計算値よりも実験値の再現性がよい. また光中性子スペクトルに対する比較は第 4 章で詳しく議論する.

第3章 高エネルギー電子を厚いターゲットに入射したときに生成される放射性残留核の収率

3.1 緒言

第1章で述べたように高エネルギー電子を厚いターゲットに入射したときに生成される放射性残留核の収率は電子加速器の遮蔽設計において非常に重要なデータとなる。これらの実験値としては、Barbier[4]が6GeV電子を照射した金属箔からの γ 線放出率を測定している。またFulmer[1]は3GeVの電子を厚いターゲットに入射させた場合に生成されるいくつかの残留核の収率を測定している。巨大共鳴によって生成される残留核の収率は他の反応機構によって生成される残留核の収率に比べて非常に大きいため、これらの測定では、主に巨大共鳴によって生成される残留核の収率に注目して測定している。

またBarbier[4]は総放射能 (Saturation Activity) という値を導入してターゲットの放射能の強さを表した。総放射能とは高エネルギー電子が十分長い時間そのエネルギーを完全に吸収するほど大きいターゲットに照射されたときに、そのターゲット中に生成されたある放射性残留核からの放射能を表した値である。原語である Saturation Activity を直訳すると飽和放射能となるが、一般的に飽和放射能とは空間的に飽和していなくても (全エネルギーを吸収するほどターゲットが大きくなっても)、時間的に飽和していれば使われる言葉であり、それと区別するために本論文では総放射能と訳した。Swanson[5]は単位ビーム出力当たりの総放射能 (GBq/kW) をいくつかのターゲット、電子エネルギーに対して与え、注目している残留核を生成する光核反応のしきい値より十分に電子エネルギーが高い場合はファクター2の範囲で一定値をとることを証明した。しかし、その評価方法は実験値と計算値を組み合わせた非常におおまかなものであり、その精度は十分に検討されていない。

これらのデータは主に巨大共鳴によって生成される残留核など質量数がターゲットに近い残留核に対してのみ与えられており、核破碎反応などによって生成される質量数がターゲットから離れた残留核に対しては与えられていない場合が多い。また、それほど厚くないターゲットや複雑な形状を持ったターゲットには適応しておらず、実際の遮蔽計算で使うには問題のある場合が多い。したがって、計算コードによって実際に用いる遮蔽体の形状などを再現し、数多くの残留核による残留放射能を計算する必要がある。

このような背景から本研究では、厚い金属板 (Cu 又は Pb) の間に Al, Fe, Co, Cu, Nb, Au, Pb 箔を約1放射長おきに挟んだものをターゲットスタックとして用意し、そのスタックに約2.0GeV及び2.5GeV電子を照射し、挟んだ金属箔の残留放射能を測定

することによってその中に生成した放射性残留核の収率を測定した。この中で遮蔽材として重要な Al, Fe, Cu, Pb に対しては、その残留放射能を照射表面からの深さ方向に対して積分することによって各放射性残留核に対する総放射能を求めた。また得られた実験値を用いて、EGS4[9]及びPICA95又はPICA3を用いて計算した厚いターゲット内での放射性残留核の収率に対する計算値のベンチマークテストを行った。また上記の計算コードによって0.1~10GeVまでの電子入射に対する総放射能を導出し、実験値と比較検討すると共に総放射能の入射電子エネルギー依存性について検討した。

表 3.1: 放射化測定実験で用いたターゲットスタック

実験施設	ターゲット (厚さ)	金属板 (枚数)	ターゲット位置 (放射長)
KEK	Al (0.1mm)	Cu (6 枚)	0,1,2,3,4,5
	Fe (0.1mm)	Cu (10 枚)	0,1,2,3,4,5,6,7,8,9
	Cu (0.1mm)	Cu (6 枚)	0,1,2,3,4,5
	Nb (0.1mm)	Cu (10 枚)	0,1,2,3,4,5,6,7,8,9
	Au (0.05mm)	Pb (10 枚)	0,1,2,3,4,5,6,7,8,9
	Pb (0.1mm)	Pb (10 枚)	0,1,2,3,4,5,6,7,8,9
PAL	Co (0.4mm)	Pb (11 枚)	0,2,4,6
	Nb (0.1mm)	Pb (11 枚)	0,2,4,6
	Au (0.05mm)	Pb (11 枚)	2,4,6,8

3.2 実験方法

3.2.1 ターゲットスタック

実験は高エネルギー加速器研究機構 (KEK) にある KEKB Linac 及び Pohang Accelerator Laboratory (PAL) にある放射光施設への入射加速器を用いて行った。まず図 3.1 に示したような約 1 放射長の厚い銅板 (50×50 mm, 厚さ 14 mm) もしくは鉛板 (50×50 mm, 厚さ 5.0 mm) に放射化を測定するための薄い金属箔を挟んだ物をターゲットスタックとして用意した。挟んだ金属箔は, KEK での実験では Al(6 枚), Fe(10 枚), Cu(6 枚), Nb(10 枚), Au(10 枚), Pb(10 枚) であり, PAL での実験では Co(4 枚), Nb(4 枚), Au(4 枚) である。各ターゲットスタックに対する金属板の数や挟んだ金属箔の厚さ, 位置などは表 3.1 にまとめて示してある。KEK での実験の Al, Fe, Nb ターゲットに対しては, スタックに用いた金属板と金属箔の材質が違ふことによる汚染を防ぐため, 残留放射能を測定する金属箔を中心にして 3 枚ずつ金属箔を挟んだ。また PAL での実験の Co, Nb ターゲットスタックには, 後述の Au 箔による照射電荷量の校正のため, 表面から 6 放射長の深さの位置に Au 箔を挟んでいる。

照射条件

このようなターゲットスタックに対して, KEK での実験では 2.44 又は 2.50GeV の電子を, PAL では 2.04GeV の電子を照射した。照射後, それらの放射能を測定することによって金属箔中に生成した放射性残留核の収率を求めた。照射は各ターゲットスタック毎に別々に行い, 照射時間は KEK での実験では一律 40 分, PAL の実験では 19 分から 60 分の照射を行った。ただし KEK での Nb スタックに対しては, 照射中にアクシデントが発生したため途中で 2 回 (1 分及び 2 分) 中断している。しかし後の測定の結果, アクシデント後も電子はターゲットのほぼ中心に当たっていたことがわかったため, このアクシデントによる影響はほとんどないと考えて良い。

電子ビームの周波数は KEK での実験では 25Hz, PAL の実験では 10Hz であった。ビームサイズは楕円形で, KEK での実験では長軸 1.6cm, 短軸 1.3cm, PAL での実験

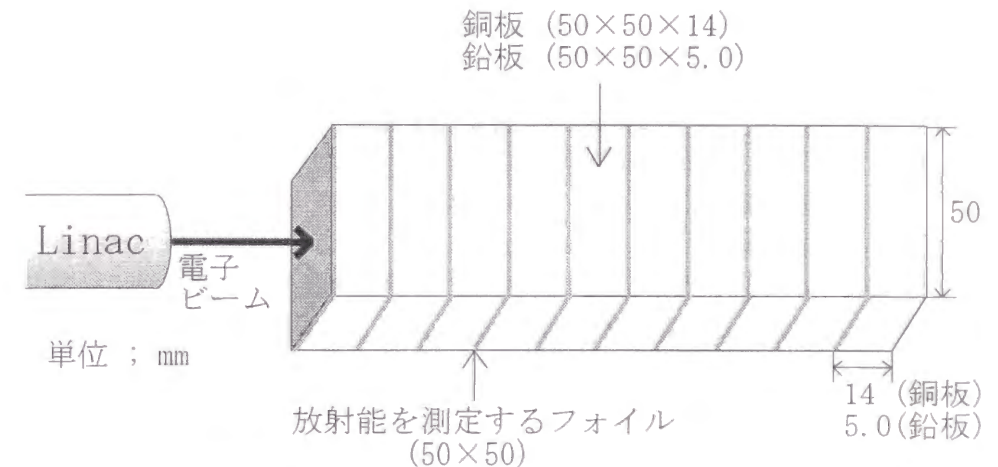


図 3.1: 放射化実験で用いたターゲットスタックの例. (KEK, 2.5GeV 電子照射の場合)

表 3.2: 放射化測定実験の各ターゲットスタックに対する照射条件

実験施設	E_e	ターゲット	照射時間	照射電荷量
KEK	2.44 (GeV)	Al	40 (min)	30.6 (μC)
	2.50 (GeV)	Fe	40 (min)	18.3 (μC)
	2.44 (GeV)	Cu	40 (min)	30.6 (μC)
	2.50 (GeV)	Nb	40 (min)	18.3 (μC)
	2.50 (GeV)	Au	40 (min)	18.3 (μC)
	2.50 (GeV)	Pb	40 (min)	18.3 (μC)
PAL	2.04 (GeV)	Co	19 (min)	2.89 (μC)
	2.04 (GeV)	Nb	60 (min)	25.3 (μC)
	2.04 (GeV)	Au	22 (min)	6.84 (μC)

では長軸 1.0cm, 短軸 0.5cm であった。照射電流に対しては, KEK での実験では wall current monitor で測定した。その後, 用いた wall current monitor を校正用の管に付け, 管の中央に張られた線に信号発生器から電流を流して校正したところ, 2.44GeV 照射の場合は 510pC/pulse, 2.5GeV 照射の場合は 305pC/pulse であった。照射中の総電荷量はこの電流値にパルス数を掛けることによって求めた。PAL での実験の照射電流は, wall current monitor で測定すると約 500pC/pulse であったが, 照射中にこの値が安定していなかったため, 解析ではその current monitor からの信号を Digital Oscilloscope に入力して積分することによって求めた総電荷量を用いた。また, これらの総電荷量は後述の Au 箔中に生成される ^{196}Au の収率によって校正することができ, その結果その誤差は 10%程度であることが判明した (第 3.4.1 参照)。これらの照射条件などは表 3.2 にまとめて示してある。

3.2.2 放射能の測定

照射後の各金属箔の放射能は Ge 検出器を用いて測定した。その際、1つの金属箔中に多くの放射性核種が生成し似たようなエネルギーの γ 線を放出する場合もあるので、エネルギーだけでなく半減期を追って正しく核種を同定する必要がある。このため Ge 検出器による測定は、各金属箔につき 4,5 回行った。Ge 検出器と金属箔との間の距離は、照射直後の測定など Dead Time が大きい (10% 以上) 場合は 10cm、または 20cm とし、Dead Time が十分小さい場合は 5cm とした。しかし KEK で照射した Au 及び Pb 箔に対しては、その放射能が強すぎて照射直後の測定を行うことができなかった。したがって短半減期の放射性残留核に対する収率は測定できず、比較的長い半減期を持った放射性残留核の収率しか測定できなかった。

3.2.3 Ge 検出器の検出効率の測定

放射能の測定に使用した Ge 検出器の検出効率は標準線源を用いて測定した。KEK での測定に使用した Ge 検出器に対しては、基本的に ^{152}Eu を使用して検出器から 5cm, 10cm, 20cm 離れた位置での検出効率を測定し、補助的に ^{241}Am , ^{57}Co , ^{139}Ce , ^{51}Cr , ^{113}Sn , ^{85}Sr , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{65}Zn を用いて 10cm 離れた位置での値を測定した。得られた検出効率を図 3.2 に示す。

図 3.2 より Eu で測定した検出効率と、その他の標準線源で測定した値は、ほとんどのエネルギーで一致しているが、120keV 付近でのみややずれが見られる。このエネルギー領域では ^{152}Eu には他のエネルギーにもピークが存在するため、テール部が大きくなっていてピークが分かりにくくなっているためと思われる。従ってこのエネルギーでの検出効率は ^{57}Co で測定した値とし、 ^{152}Eu による測定値は無視した。また 5cm 及び 20cm に対するこのエネルギーでの検出効率は、 ^{152}Eu によって測定された 122keV での検出効率の 5cm と 10cm, 20cm と 10cm に対する比を計算し、その値を ^{57}Co を 10cm 離れた位置に置いて測定した値に掛けることによって求めた。

一方、PAL での測定に使用した Ge 検出器に対しては、いくつかの線源 (^{109}Cd , ^{57}Co , ^{139}Ce , ^{113}Sn , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{60}Co , ^{88}Y) が 1 つになった線源 (Mixed Source) を使用して検出器から 5cm, 10cm, 20cm 離れた位置での検出効率を測定した。得られた結果を図 3.3 に示す。

解析で使用する検出効率は、 γ 線のエネルギーが 200keV 以下の時は得られたデータを直線内挿し、それ以上のエネルギーに対しては次式でフィッティングした。

$$\varepsilon = \exp(C + a \ln(E_\gamma)), \quad (3.1)$$

ここで ε は検出効率を表しており、 E_γ は放出 γ 線のエネルギーを表している。C, a はフィッティングパラメータで実験値をフィッティングすることによって求めることができる。フィッティングした結果は測定値と共に図 3.2~3.3 に示してある。図より、実験値とフィッティングした値は約 5% の範囲内でほぼ一致していることが判る。

このようにして求めた検出効率は線源が非常に小さい場合の検出効率であり、実際に測定する金属箔のような有限の大きさを持った線源に対して、検出効率は多少小さくなることが予想される。しかし中心から 1cm 及び 2cm 離れた点に標準線源を置いた場合の検出効率を測定し、その値と中心に置いた場合の検出効率との差は 10% 以下で

あることが判り、さらに後述の EGS4 と PICA3 を組み合わせた計算方法によって生成された残留核の空間分布を求めたところ、残留核の大部分が金属箔の中心に集中して生成されていることが判ったため、この線源の大きさによる検出効率の変化は 5% 以下であることが判った。したがって検出効率の誤差に由来する残留核収率の誤差は、この線源の大きさによる誤差と実験値とフィッティングした値との差による誤差の 2 乗和であるとする、約 7% 以下であると考えられる。

3.2.4 収率の導出方法

各放射性残留核の収率はその核の放出する γ 線のエネルギーに相当するチャンネルのカウント数を C とすると、次式で表される。

$$Y = \frac{C}{\varepsilon} \frac{\lambda}{I_\gamma(1 - e^{-\lambda t_0})(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} \quad (3.2)$$

ここで Y は収率、 λ は崩壊定数、 ε はその γ 線エネルギーに対する Ge 検出器の検出効率、 I_γ は残留核が 1 つ崩壊した時に注目しているエネルギーの γ 線を放出する平均数 (分岐比)、 t_0 は照射時間、 t_1, t_2 は照射終了から測定開始までの時間、および測定終了までの時間を表している。

ただしこの式 (3.2) は娘核と同じくらいのオーダーもしくは娘核より長い半減期を持つ親核が生成される場合や、同じエネルギーの γ 線を放出する他の核種が生成される場合は成立しない。同じエネルギーの γ 線を放出する他の核種が存在する場合は、その核の収率を別のエネルギーで求めて、その寄与を差し引けばよい。また親核 B とその娘核 A が共に生成される場合、娘核 A の収率 Y_A はその娘核 A と親核 B が光核反応によって直接生成される収率の和であると考え、

$$\begin{aligned} Y_A &= Y'_A + Y_B \\ &- \left[\frac{\lambda_A}{\lambda_A - \lambda_B} \left\{ (1 - e^{-\lambda_B t_0})(e^{-\lambda_B t_1} - e^{-\lambda_A t_1}) + (e^{-\lambda_A t_0} - e^{-\lambda_B t_0})e^{-\lambda_A t_1} \right\} \right. \\ &\quad \left. + (1 - e^{-\lambda_A t_0})e^{-\lambda_A t_1} \right] \frac{Y_B P_A}{e^{-\lambda_A t_1}(1 - e^{-\lambda_A t_0})} \end{aligned} \quad (3.3)$$

と表すことができる。ここで Y'_A は親核 B の崩壊による寄与がないと仮定した場合の娘核 A の収率、 Y_B は親核 B の収率を表しており、共に式 (3.2) によって求めることができる。 λ_A 及び λ_B はそれぞれの崩壊定数、 P_A は親核 B が 1 つ崩壊したときに生成する娘核 A の数を表している。親核の半減期が娘核の半減期に比べて十分に短い場合、娘核の収率は式 (3.2) によって求めることができる。

このようにして求めた収率をターゲット核密度 (個/cm³)、照射電流 (電子数/s)、金属箔の厚さ (cm) で割ることによって、電子 1 個がターゲットスタックに入射したときに箔を通過した全ての光子に対する生成断面積 (mb/ incident electron) に規格化した。したがってこの値は照射表面からの深さに依存し、断面積というよりは収率に近い値である。以下本文中で述べる収率は全てこの単位に規格化してある。このようにして求めた収率は、第 3.3 節で求める計算値と比較検討したり、第 3.4.4 節で求める総放射能の計算などに用いる。

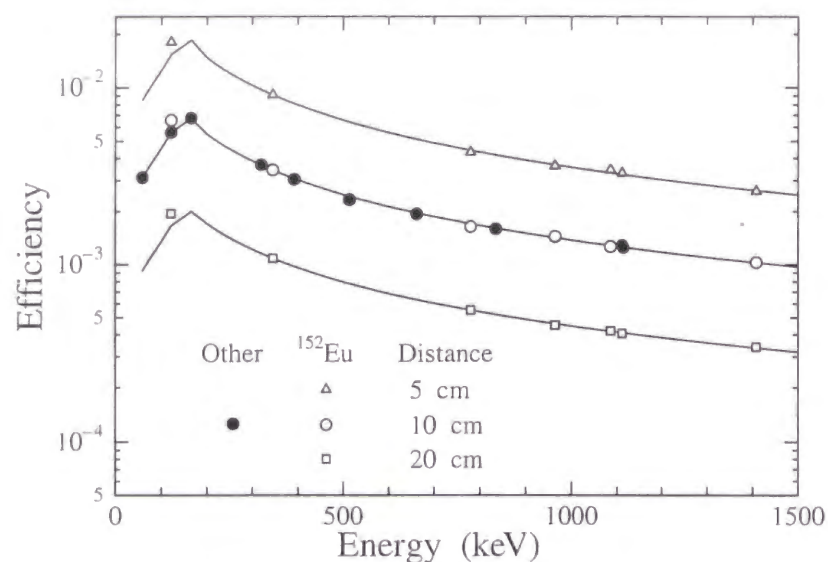


図 3.2: KEK の測定で使用した Ge 検出器の検出効率. 図中の△, ○, □はそれぞれ検出器から ^{152}Eu 線源を 5cm, 10cm, 20cm 離して置いたときの検出効率, ●はそれ以外の線源を 10cm 離して置いたときの検出効率を示しており, 実線は解析で用いた検出効率を示している.

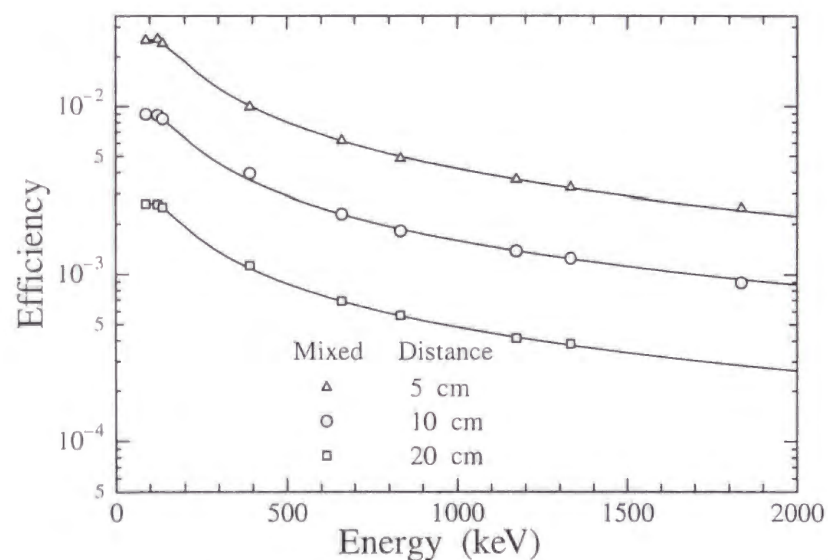


図 3.3: PAL の測定で使用した Ge 検出器の検出効率. 図中の△, ○, □はそれぞれ検出器から標準線源を 5cm, 10cm, 20cm 離して置いたときの検出効率を示しており, 実線は解析で用いた検出効率を示している.

3.3 計算方法

得られた実験値に対応する計算値を EGS4 と PICA3 もしくは PICA95 を組み合わせることによって導出した. まず EGS4 によって各金属箔での電子及び光子のエネルギースペクトルをそれぞれ計算した. さらに PICA3 もしくは PICA95 によって光子エネルギー別に各残留核の生成断面積を計算した. この 2 つの値を掛け合わせて光子エネルギーで積分することによって, 各金属箔中に光核反応によって生成される残留核の収率の計算値を求めた.

しかし, ターゲット内では光子だけでなく電子や陽電子によって核反応が引き起こされ放射性残留核を生成する可能性があり, 計算ではその寄与についても考慮しなくてはならない. 本論文ではこの核反応を光核反応に対応して電子核反応と呼ぶが, 実際に反応するのは後述のように電子でなく仮想光子である. 一般的には電子核反応の断面積は光核反応の断面積に比べて小さいが, 非常に薄いターゲットやスタックの表面など, 電磁カスケードによって生成される光子束の小さいところではその効果は無視できない. 一方, 陽電子によって引き起こされる核反応による残留核の収率への寄与は, 陽電子束が小さいことから十分に小さく無視できる.

電子核反応は仮想光子と呼ばれる, エネルギーとモーメントを別々に与える仮想粒子を考えるモデルで説明される. すなわち電子核反応と光核反応の違いは, ターゲット核と同じ核で生成された仮想光子によって核反応が引き起こされるか, ターゲット核と別の核で生成された実光子 (制動放射) によって核反応が引き起こされるか, という違いだけである. したがってその断面積の比 (F 値) を求めることによって電子核反応の断面積を光核反応に対する断面積から推定することができる.

まず F 値を求める前に, あるエネルギー E_0 を持った電子がある厚さを持ったターゲットの中でエネルギー k の制動放射を発生し, それによって核反応が引き起こされる断面積 $\sigma_{\text{br}}(k, E_0)$ を求めなくてはならない. これは PICA によって計算できる単一エネルギーの光子に対する断面積 $\sigma_{\gamma}(k)$ を用いて次式で表すことができる [99].

$$\sigma_{\text{br}}(k, E_0) = \frac{N_0 t_{\text{eff}}}{A_r} \sigma_{\gamma}(k) \phi(E_0, k) \quad (3.4)$$

ここで N_0 はアボガドロ数, t_{eff} は質量で表したターゲット厚, A_r はターゲットの質量数, すなわち $\frac{N_0 t_{\text{eff}}}{A_r}$ でターゲット核密度を表している. $\phi(E_0, k)$ は制動放射のスペクトルであり実際は非常に複雑であるが, ボルン近似を行い核外電子によるスクリーニングの効果が完全だと仮定すると, Bethe-Heitler の式 [100] によって表すことができる.

$$\phi(E_0, k) dk = \frac{4Z_r(Z_r + \xi)}{137} r_0^2 \frac{dk}{k} \times \left[\left(1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \right) \log \left(\frac{183}{Z_r^{1/3}} \right) + \frac{1}{9} \frac{E}{E_0} \right] \quad (3.5)$$

ここで Z_r はターゲットの陽子数, E_0 は入射電子の始状態での全エネルギー, E は入射電子の終状態での全エネルギー, k は放出光子のエネルギー, r_0 は $\frac{e^2}{m_e c^2}$ (m_e は電子の静止質量) で表される古典電子半径を表している. ξ は電子による制動放射と原子核による制動放射の比を表しており, 通常 1 に近い値を取るため, 本論文では 1 と近似して計算を行った.

F 値は式 (3.4) で求められる σ_{br} と、エネルギー E_0 の電子によって直接原子核をエネルギー k だけ励起する断面積 $\sigma_{\text{el}}(k, E_0)$ の比で表すべきであるが、 σ_{br} が k, E_0 だけでなく $A_r, N_0, t_{\text{eff}}, Z_r$ などの関数であるため、これらの変数による影響を減らすため通常は次式で定義する。

$$F = \frac{\sigma_{\text{br}}(k, E_0)}{\sigma_{\text{el}}(k, E_0)} \frac{g}{t_{\text{eff}}}, \quad (3.6)$$

ここで g は、

$$g = \frac{A_r}{Z_r(Z_r + \xi)r_0^2 N_0}, \quad (3.7)$$

で表される F 値に対する A_r, Z_r, N_0 などの依存性をなくすためのパラメータである（ただし、後述の理由により F 値は Z_r の関数になってしまう）。文献 [99] によると、このように F 値を定義すると、 k が数 10MeV 以下の巨大共鳴が支配的なエネルギー領域に対して、その値は k, E_0 のみに依存した次式で表すことができる。

$$F(k, E_0) = \frac{2\pi \left(\frac{E}{E_0}\right) \left(\frac{E}{E_0} + \frac{E_0}{E} - \frac{2}{3}\right) \left[2 \ln \left(\frac{2E_0 E}{\mu k}\right) - 1 - 2C(\gamma)\right]}{\left[1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2\right] \ln \left(\frac{2E_0 E}{\mu k}\right) + D} \quad (3.8)$$

ここで E は $E_0 - k$ で表される散乱後の電子のエネルギー、 μ は静止電子の質量エネルギーを表している。 D は E1 遷移の時は $-2E/E_0$ 、M1 遷移の時は 0、E2 遷移の時は $8E^2/3k^2$ となる変数を表している。 $C(\gamma)$ はスクリーニングによる寄与を表した項で、この項を正確に考慮すると F 値は k, E_0 だけでなくターゲットの陽子数 Z_r にも依存した次式で表す必要がある。

$$F(k, E_0, Z_r) = \frac{4\pi \left(\frac{E}{E_0}\right) \left(\frac{E}{E_0} + \frac{E_0}{E} - \frac{2}{3}\right) \left[\ln \left(\frac{183}{Z_r^{1/3}}\right) + \frac{1}{9} \frac{E}{E_0}\right]}{\left[1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^2\right] \ln \left(\frac{2E_0 E}{\mu k}\right) + D}. \quad (3.9)$$

さらに Fulmer [101] らは、5GeV 電子入射によって生成される残留核の収率から求めた F 値も式 (3.9) によって再現できることを示した。測定された残留核の中にはターゲットから質量数の非常に離れたものあり、そのような残留核を生成するには原子核を数 100MeV 励起する必要があるため、この結果は式 (3.9) が非常に幅広い k, E_0 に対応していることを示している。また、その際 D として E1 遷移に対する値と M1 遷移に対する値どちらを使っても同程度に実験値を再現しているため、本論文での計算ではより断面積の大きい E1 遷移に対する値を使用した。

式 (3.4) 及び式 (3.5) によって求められた $\sigma_{\text{br}}(k, E_0)$ 及び式 (3.9) によって求められた $F(k, E_0, Z_r)$ を式 (3.6) に代入することによって、 $\sigma_{\text{el}}(k, E_0)$ を計算することができる。さらに得られた $\sigma_{\text{el}}(k, E_0)$ を k について 0 から E_0 まで積分し、得られた値を EGS4 によって計算した電子束と掛け合わせることで、電子核反応によって生成された残留核の収率に対する計算値を導出した。

得られた光核反応の寄与と、電子核反応の寄与を合計した値を収率の計算値とし、実験値との比較検討に用いた。また実験値と同じく、親核が生成する残留核の収率に対する計算値は、その残留核の収率に対する計算値に全ての親核の収率に対する計算値を足すことによって導出した。また、前述の線源の大きさによる検出効率の変化の

大きさを推定するため、EGS4 によって中心から半径 1cm 以内、1cm から 2cm 以内、2cm 以上の 3 領域に分けて光子束、電子束の計算を行い、各領域に生成する放射性残留核の空間分布を計算した。

3.4 結果

3.4.1 Au 箔中の ^{196}Au の収率

第2.2.2節で示したように、巨大共鳴の反応断面積は比較的精度良く測定されている。したがって (γ, n) 反応など主に巨大共鳴によって生成される放射性残留核の収率を測定し、計算値と比較検討することによってビームカレントモニターの精度を確認することができる。本研究ではこのような目的のために、Au 箔中に生成する ^{196}Au の収率を用いることにした。

KEK, PAL それぞれの実験に対する Au 箔中に生成した ^{196}Au の収率の実験値と計算値を比較した結果を図3.4に示す。PAL での結果に対する図(b)中には、Au 箔だけをターゲットスタックに挟んだ場合の結果の他に、Co, Nb 箔と同時に挟んだ場合の結果についても示してある。計算値の導出方法は前節で説明した通りであるが、 $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ 反応の断面積として PICA3 による計算値の他に、Dietrich らの実験値 [22] を用いた場合についても導出した。これらの計算値は、照射表面に近い位置ではほぼ一致しているが、照射表面から深く中に入った位置での収率に対してはあまり一致していない。これは図2.7で示してあるように、PICA3 によって計算された非常に低エネルギー光子 ($\sim 12\text{MeV}$) に対する $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ 反応断面積は Dietrich らの実験値を過大評価しているためである。

実験値と計算値を比較すると、KEK での実験に対しては全体的に Dietrich らの実験値を用いて導出した計算値とほぼ一致しており、PAL での実験に対しては照射表面から近い位置では Dietrich らの実験値、離れた位置では PICA3 による計算値を用いて計算した値と一致している。また PAL での実験で、それぞれのターゲットスタック (Co, Nb, Au) に挟んだ Au 箔中の収率同士はほぼ一致していることが判る。これらの結果からビームカレントモニターの精度による収率の誤差は10%程度であると考えられる。

3.4.2 放射性残留核の収率

各金属箔中に生成された放射性残留核の収率の数値データを、前節で説明した EGS4 と PICA3 による計算値と共に表3.3~3.11に示す。実験値の統計誤差は、ほとんどの残留核に対しては3%以下と小さいが、半減期の短い残留核や収率の小さい残留核に対しては10%~20%程度ある場合もある。これ以外に系統的な誤差として、ビームカレントによる誤差が10%、Ge 検出器の検出効率による誤差が7%程度あることに注意する必要がある。

また各残留核、各金属箔についてその計算値と実験値の比 (C/E) を計算し、全ての金属箔についてその収率の大きさに対する重みを掛けて平均した値を残留核の質量数の関数として示したものを、図3.5及び図3.6に示す。C/E 比を計算する際に用いた計算値としては、表中に示した EGS4+PICA3 による計算値の他に、EGS4+PICA95 による計算値を用いて導出した値も図中に示しておいた。

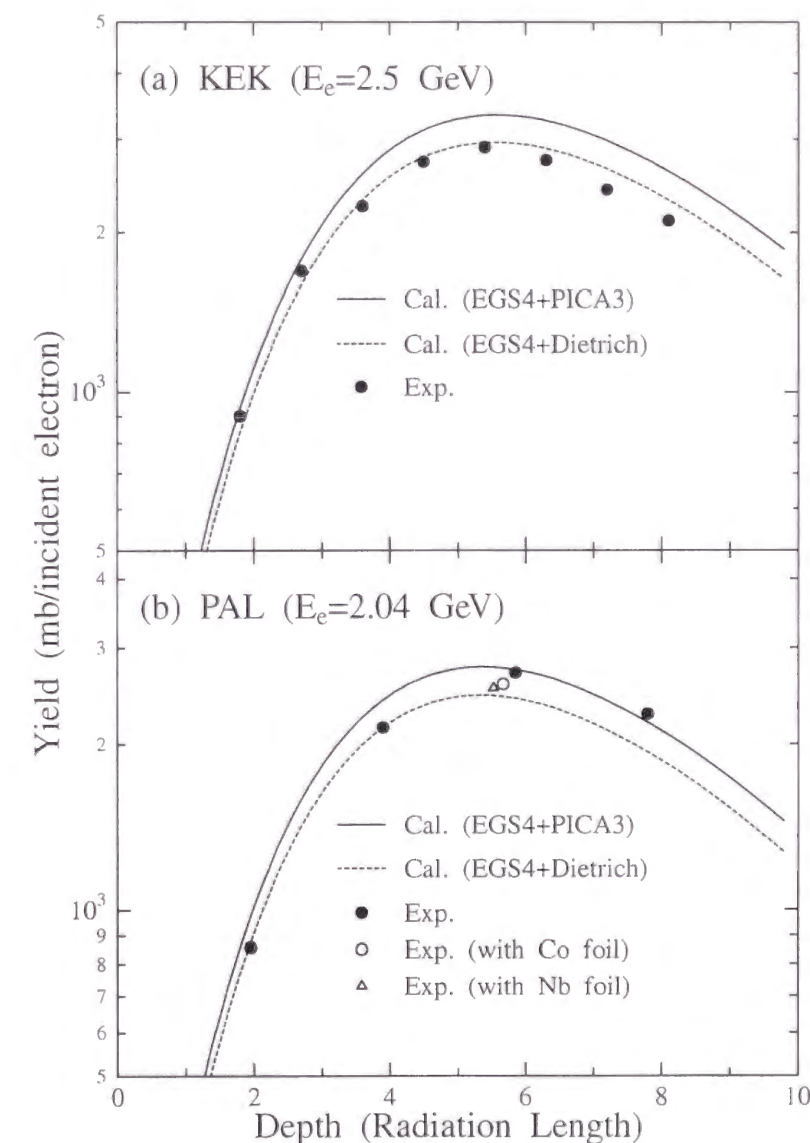


図 3.4: Au 箔中に生成した ^{196}Au の収率。図 (a) は KEK での 2.5GeV 電子照射に対する結果を示しており、図 (b) は PAL での 2.04GeV 電子照射に対する結果を示している。図中の実線及び破線は $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ 反応断面積として PICA3 による計算結果及び Dietrich らの実験値 [22] を用いて計算した結果を表している。

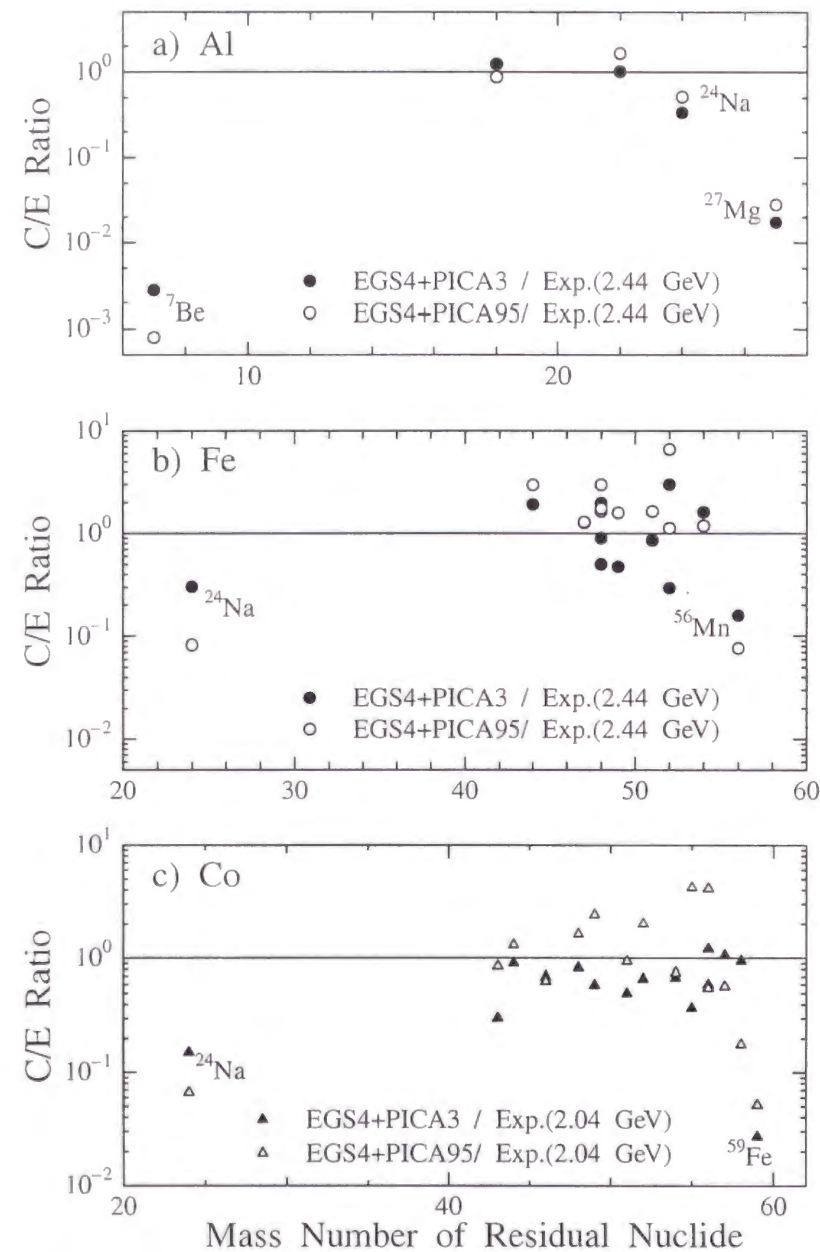


図 3.5: Al(a), Fe(b), Co(c) ターゲットに対する計算値と実験値の比 (C/E). 黒点, 白点はそれぞれ EGS4 と PICA3, 及び EGS4 と PICA95 による計算結果と実験値の比を示している.

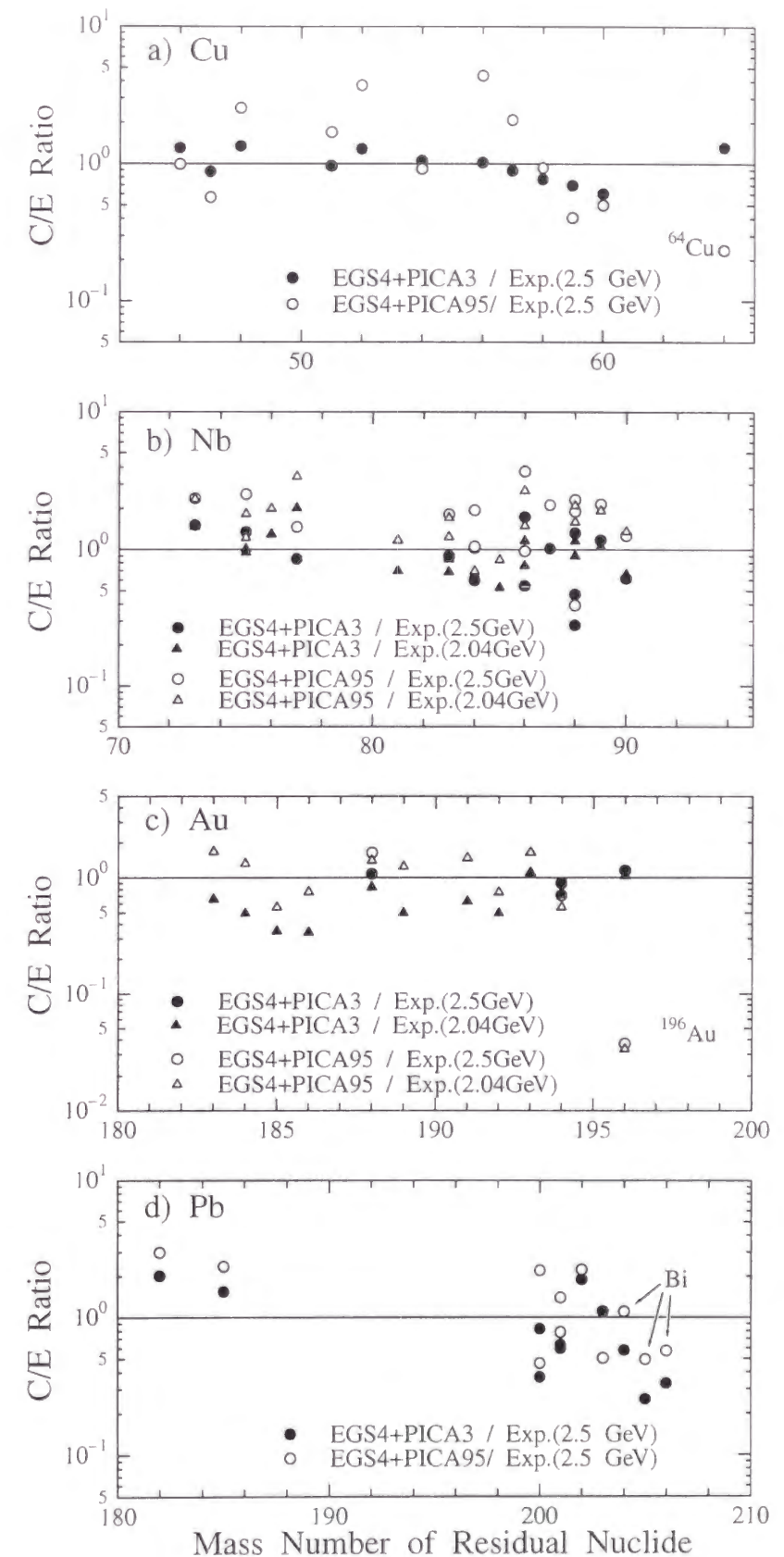


図 3.6: Cu(a), Nb(b), Au(c), Pb(d) ターゲットに対する計算値と実験値の比 (C/E). 点の意味は図 3.5 に対するものと同じである.

表 3.3: 2.44GeV 電子照射によって Al 箔中に生成される放射性残留核の収率 (mb/incident electron).

Depth (Xo)	²⁷ Mg		²⁴ Na		²² Na		¹⁸ F		⁷ Be	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.29	0.0007	0.28	0.016	0.070	0.041	0.031	0.020	-	0.0000
0.98	0.74	0.016	1.2	0.36	0.84	0.91	0.33	0.40	0.18	0.0006
1.96	1.1	0.023	1.8	0.60	1.4	1.5	0.38	0.51	0.17	0.0005
2.94	1.7	0.023	2.3	0.70	1.8	1.7	0.36	0.46	0.15	0.0004
3.92	1.5	0.019	1.9	0.69	1.7	1.7	0.30	0.36	0.098	0.0002
4.90	0.82	0.014	1.6	0.60	1.4	1.4	0.22	0.26	0.061	0.0001

表 3.4: 2.50GeV 電子照射によって Fe 箔中に生成される放射性残留核の収率 (mb/incident electron). 7.92, 8.91 放射長の深さに置いた箔に対しては, 測定時間の都合上照射後数時間以内の放射化率測定を行わなかったため, 半減期の短い ⁵²Mn 及び ⁴⁹Cr に対する収率は導出できなかった.

Depth (Xo)	⁵² Fe		⁵⁶ Mn		⁵⁴ Mn		⁵² Mn		⁵¹ Cr	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.0018	0.0010	0.21	0.0041	0.36	0.24	0.075	0.074	0.17	0.10
0.99	0.048	0.022	0.84	0.10	4.6	6.5	0.94	1.7	2.6	2.3
1.98	0.081	0.031	1.5	0.21	9.7	15	1.4	3.1	4.3	3.7
2.97	0.10	0.033	2.0	0.30	14	21	1.4	3.9	5.4	4.2
3.96	0.11	0.030	2.2	0.35	14	24	1.3	4.0	4.8	3.9
4.95	0.090	0.024	2.1	0.34	14	23	1.0	3.5	3.8	3.2
5.94	0.080	0.019	1.8	0.30	11	20	0.79	2.9	2.5	2.5
6.93	0.061	0.014	1.6	0.25	9.8	16	0.54	2.2	2.1	1.8
7.92	0.043	0.010	1.1	0.20	7.4	13	-	1.6	1.8	1.3
8.91	0.033	0.0070	0.91	0.15	6.1	9.3	-	1.1	0.79	0.87

Depth (Xo)	⁴⁹ Cr		⁴⁸ Cr		⁴⁸ V		⁴⁸ Sc		⁴⁷ Sc	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.035	0.0094	0.0035	0.0010	0.093	0.042	-0.0006	0.0020	0.0067	0.0080
0.99	0.39	0.20	0.039	0.020	1.0	0.87	0.023	0.041	0.14	0.16
1.98	0.54	0.26	0.050	0.025	1.3	1.1	0.031	0.051	0.17	0.20
2.97	0.52	0.25	0.046	0.023	1.2	1.1	0.023	0.046	0.14	0.18
3.96	0.41	0.20	0.036	0.018	0.91	0.86	0.014	0.034	0.11	0.14
4.95	0.34	0.15	0.026	0.013	0.70	0.62	0.015	0.024	0.069	0.10
5.94	0.24	0.11	0.019	0.0089	0.47	0.43	0.0055	0.016	0.057	0.066
6.93	0.16	0.071	0.013	0.0058	0.33	0.28	0.0057	0.010	0.024	0.042
7.92	-	0.047	0.0079	0.0037	0.18	0.18	0.0022	0.0063	0.023	0.026
8.91	-	0.030	0.0038	0.0023	0.14	0.12	0.0017	0.0039	0.012	0.016

表 3.4: 2.5GeV 電子照射によって Fe 箔中に生成される放射性残留核の収率 (mb/incident electron). つづき

Depth (Xo)	⁴⁴ Sc		²⁴ Na	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.026	0.027	0.0014	0.0004
0.99	0.29	0.54	0.018	0.0088
1.98	0.34	0.65	0.016	0.0065
2.97	0.29	0.56	0.013	0.0038
3.96	0.22	0.41	0.0075	0.0020
4.95	0.14	0.28	0.0063	0.0011
5.94	0.089	0.18	0.0037	0.0006
6.93	0.062	0.11	0.0032	0.0003
7.92	0.026	0.069	0.0001	0.0002
8.91	0.030	0.042	0.0021	0.0001

3.4.3 各ターゲットに対する考察

Al ターゲット

測定されている残留核の中で 2 次粒子によって生成される影響の少ない残留核は ²²Na, ¹⁸F, ⁷Be だけであり, この中で ⁷Be 以外の残留核の収率に対する実験値と計算値はよく一致しており, 特に PICA3 を用いて計算した値は非常によく一致している. ⁷Be に対しては, 蒸発過程によって放出粒子として直接生成されるものや, フラグメンテーション反応によって生成されるものが大多数であると考えられるため, これらの反応を考慮していない PICA ではその収率を大きく過小評価してしまう. また 2 次粒子によって生成される ²⁶Mg, ²⁴Na に対する収率も, これら 2 次粒子による反応を考慮していない EGS4+PICA による計算方法では過小評価してしまう.

Fe, Co ターゲット

Fe 及び Co ターゲットより生成される残留核に対する収率は非常によく似た傾向を示している. まず全体的な C/E 比の傾向は, EGS4+PICA95 による計算値が実験値を全体的に過大評価しているのに対し, EGS4+PICA3 による計算値は実験値を多少過小評価しているもののほぼ一致していると言える. これは主に準重陽子崩壊断面積の計算方法を改良したため, この反応によって生成される残留核の収率が小さくなったからである.

しかし ²⁴Na に対する収率は, Fe, Co ターゲット共に大きく過小評価されている. これは ²⁴Na が Al 中に生成される ⁷Be と同様, 放出粒子として生成されたりフラグメンテーション反応によって生成されるためであると考えられる. また Fe 中に生成される ⁵⁶Mn, Co 中に生成される ⁵⁹Fe はそれぞれ (n, p) 反応によって生成されるため, こ

表 3.5: 2.44GeV 電子照射によって Cu 箔中に生成される放射性残留核の収率 (mb/ incident electron).

Depth (Xo)	⁶⁴ Cu		⁶⁰ Co		⁵⁸ Co		⁵⁷ Co		⁵⁶ Co	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	1.4	0.56	0.21	0.032	0.23	0.084	0.15	0.064	0.039	0.019
0.98	20	17	1.4	0.73	2.2	1.8	1.5	1.4	0.40	0.40
1.96	22	46	2.1	1.2	3.7	2.9	2.4	2.0	0.57	0.55
2.94	68	78	2.2	1.4	4.1	3.2	2.3	2.1	0.51	0.54
3.92	86	100	2.3	1.4	4.2	2.9	2.3	1.8	0.47	0.45
4.90	84	110	1.7	1.2	3.1	2.4	1.5	1.5	0.30	0.33

Depth (Xo)	⁵⁹ Fe		⁵⁴ Mn		⁵² Mn		⁵¹ Cr		⁴⁸ V	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.018	0.0042	0.078	0.045	0.023	0.017	0.062	0.033	0.02	0.017
0.98	0.13	0.087	0.84	0.92	0.26	0.33	0.67	0.67	0.24	0.33
1.96	0.18	0.12	1.3	1.2	0.34	0.41	0.88	0.82	0.30	0.38
2.94	0.17	0.12	1.0	1.1	0.28	0.36	0.77	0.72	0.23	0.32
3.92	0.15	0.10	0.88	0.87	0.22	0.27	0.61	0.53	0.18	0.23
4.90	0.10	0.078	0.52	0.62	0.13	0.19	0.32	0.37	0.10	0.15

Depth (Xo)	⁴⁷ Sc		⁴⁶ Sc	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.0048	0.0050	0.0083	0.0084
0.98	0.088	0.097	0.13	0.16
1.96	0.16	0.11	0.15	0.18
2.94	0.10	0.089	0.11	0.15
3.92	0.081	0.062	0.079	0.10
4.90	-	0.041	0.043	0.065

表 3.6: 2.5GeV 電子照射によって Nb 箔中に生成される放射性残留核の収率 (mb/ incident electron).

Depth (Xo)	⁹⁰ Nb		⁸⁸ Nb		⁸⁹ Zr		⁸⁸ Zr		⁸⁷ Zr	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.56	0.11	0.022	0.0043	0.62	0.21	0.33	0.17	0.27	0.069
0.99	6.0	2.8	0.25	0.093	5.6	5.1	3.6	3.8	1.7	1.5
1.98	11	5.9	0.35	0.14	8.7	9.2	5.5	6.2	2.2	2.3
2.97	15	8.2	0.35	0.15	10	11	5.6	7.2	3.0	2.4
3.96	15	9.0	0.29	0.14	9.9	11	4.9	6.7	2.1	2.1
4.95	13	8.4	0.21	0.11	8.4	9.9	3.6	5.6	1.5	1.7
5.94	11	7.1	0.13	0.081	6.2	7.9	2.8	4.3	1.2	1.2
6.93	8.3	5.6	0.053	0.057	4.6	5.9	1.9	3.1	0.92	0.84
7.92	6.0	4.2	0.062	0.039	3.3	4.3	1.2	2.1	0.30	0.56
8.91	4.3	3.0	0.059	0.026	2.2	3.0	1.0	1.4	0.30	0.37

Depth (Xo)	⁸⁶ Zr		⁸⁸ Y		⁸⁶ Y		⁸⁴ Y		⁸³ Sr	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.055	0.043	0.54	0.062	0.26	0.060	0.056	0.016	0.11	0.057
0.99	0.60	0.89	5.8	1.4	2.7	1.3	0.62	0.33	1.5	1.2
1.98	0.82	1.3	8.6	2.2	3.6	1.8	0.75	0.43	1.8	1.5
2.97	0.77	1.2	8.9	2.5	3.3	1.8	0.63	0.39	1.5	1.4
3.96	0.60	1.0	8.3	2.3	2.8	1.5	0.55	0.31	1.3	1.1
4.95	0.41	0.77	5.6	1.9	2.1	1.2	0.36	0.22	0.79	0.78
5.94	0.28	0.54	4.7	1.4	1.4	0.82	0.22	0.14	0.61	0.52
6.93	0.17	0.36	2.9	1.0	0.89	0.56	0.16	0.092	0.33	0.34
7.92	0.11	0.24	2.2	0.70	0.62	0.37	0.10	0.058	0.10	0.21
8.91	0.079	0.15	1.7	0.47	0.43	0.24	0.040	0.036	0.16	0.13

Depth (Xo)	⁸⁴ Rb		⁷⁵ Br		⁷³ Se		⁷⁷ Kr	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.040	0.013	0.020	0.016	0.013	0.014	0.033	0.022
0.99	0.32	0.26	0.26	0.31	0.21	0.28	0.45	0.43
1.98	0.37	0.33	0.28	0.35	0.22	0.30	0.51	0.50
2.97	0.27	0.31	0.21	0.28	0.18	0.24	0.42	0.42
3.96	0.21	0.24	0.15	0.20	0.081	0.16	0.32	0.30
4.95	0.16	0.17	0.092	0.13	0.066	0.10	0.23	0.20
5.94	0.078	0.11	0.051	0.080	0.022	0.064	0.18	0.13
6.93	0.024	0.072	0.025	0.048	0.036	0.038	0.14	0.077
7.92	0.018	0.045	0.018	0.029	0.0015	0.022	0.079	0.046
8.91	-0.018	0.028	0.013	0.017	0.0029	0.013	0.047	0.027

表 3.7: 2.5GeV 電子照射によって Au 箔中に生成される放射性残留核の収率 (mb/incident electron).

Depth (Xo)	¹⁹⁸ Au		¹⁹⁶ Au		¹⁹⁴ Au		¹⁸⁸ Pt	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	15	0.0000	22	14	2.6	0.49	0.22	0.15
0.90	21	0.0000	310	310	16	12	1.9	3.1
1.80	29	0.0000	900	940	37	28	2.6	4.7
2.70	34	0.0000	1700	1800	55	46	5.9	5.1
3.60	37	0.0000	2200	2600	62	58	5.1	4.7
4.50	41	0.0000	2700	3100	65	62	3.7	3.8
5.40	42	0.0000	2900	3300	63	60	2.3	2.9
6.30	41	0.0000	2700	3300	55	53	3.1	2.1
7.20	36	0.0000	2400	3000	48	45	2.0	1.5
8.10	32	0.0000	2100	2600	35	37	1.4	1.0

これらの残留核に対する収率の計算値は実験値を大きく過小評価している。

Cu ターゲット

EGS4+PICA3 による計算値は実験値を非常によく再現しており、この結果は入射エネルギーは違うが金沢大学のグループの実験値 [87] に対する傾向 (図 2.22 参照) と一致している。PICA95 では再現できていなかった主に巨大共鳴から生成される ⁶⁴Cu に対する収率も PICA3 では再現することができている。

Nb, Au ターゲット

入射エネルギーの違いによる C/E 比の変化は、両ターゲットともそれほどない。これは実験の再現性の高さを示している。Nb ターゲットに対しては、EGS4+PICA95 の計算は全体的に実験値をやや過大評価しているのに対し、EGS4+PICA3 の計算では殆どの残留核に対してファクター 2 の範囲内で実験値を再現することができている。一方 Au ターゲットに対しては、EGS4+PICA3 の計算は質量数がターゲットから離れた残留核に対する収率をやや過小評価する傾向にある。また 3.4.1 節で示したように、¹⁹⁶Au の収率は PICA3 によってよく再現できている。しかし、¹⁹⁸Au は 2 次中性子による核反応によってのみ生成されるため、¹⁹⁸Au に対する収率の計算値は 0 となっている。

Pb ターゲット

Pb ターゲットより生成される Bi は、主に π 生成反応によって生成されるが、EGS4+PICA3 による計算はこれら Bi に対する収率を過小評価している。測定されている Bi の質量数はターゲットの質量数に近いものが多く、このような残留核を生成するには蒸発過

表 3.8: 2.5GeV 電子照射によって Pb 箔中に生成される放射性残留核の収率 (mb/incident electron).

Depth (Xo)	²⁰⁶ Bi		²⁰⁵ Bi		²⁰⁴ Bi		²⁰³ Pb		²⁰¹ Pb	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.059	0.0064	0.16	0.010	0.047	0.011	1.5	0.47	0.65	0.11
0.91	0.43	0.13	0.85	0.20	0.32	0.21	14	11	5.4	2.5
1.82	0.55	0.19	1.1	0.29	0.57	0.30	30	28	8.9	4.6
2.73	0.54	0.19	1.0	0.29	0.56	0.30	48	48	11	6.1
3.64	0.54	0.17	0.81	0.25	0.42	0.25	57	65	10	6.5
4.55	0.39	0.13	0.75	0.19	0.32	0.19	68	74	10	6.1
5.46	0.22	0.09	0.44	0.14	0.33	0.14	66	76	8.3	5.3
6.37	0.19	0.064	0.46	0.093	0.11	0.092	61	72	6.5	4.2
7.28	0.15	0.043	0.28	0.062	0.060	0.061	53	64	5.0	3.3
8.19	0.10	0.028	0.26	0.041	0.090	0.040	44	54	3.7	2.5

Depth (Xo)	²⁰⁰ Pb		²⁰² Tl		²⁰¹ Tl		²⁰⁰ Tl		¹⁸⁵ Os	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.30	0.10	0.38	0.16	0.70	0.17	0.89	0.13	0.094	0.081
0.91	2.8	2.1	3.0	3.4	5.9	3.5	8.2	2.6	1.1	1.5
1.82	4.8	3.6	4.5	6.1	9.6	6.0	12	4.3	1.4	1.9
2.73	5.7	4.5	4.9	7.8	12	7.4	14	5.0	1.2	1.7
3.64	5.0	4.5	4.5	8.2	11	7.4	12	4.9	0.84	1.3
4.55	5.0	4.1	4.0	7.5	11	6.6	11	4.2	0.54	0.89
5.46	3.8	3.3	2.8	6.4	7.8	5.4	8.9	3.4	0.35	0.59
6.37	3.0	2.6	2.1	5.1	6.8	4.2	7.0	2.5	0.20	0.38
7.28	2.3	1.9	1.6	3.9	5.2	3.1	5.1	1.9	0.12	0.24
8.19	1.6	1.4	1.1	2.9	3.4	2.3	3.6	1.3	0.083	0.15

Depth (Xo)	¹⁸² Os	
	Exp.	Cal.
0.00	0.086	0.061
0.91	0.63	1.1
1.82	0.71	1.3
2.73	0.62	1.2
3.64	0.40	0.85
4.55	0.31	0.58
5.46	0.14	0.38
6.37	0.031	0.24
7.28	0.088	0.15
8.19	0.033	0.091

表 3.9: 2.04GeV 電子照射によって Co ターゲットより生成される放射性残留核の収率 (mb/ incident electron).

Depth (Xo)	⁵⁸ Co		⁵⁷ Co		⁵⁶ Co		⁵⁵ Co		⁵⁹ Fe	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	4.6	1.8	1.1	0.44	-	0.042	0.0088	0.0016	0.36	0.0011
1.96	130	130	25	28	1.6	1.9	0.12	0.049	0.84	0.034
3.92	320	310	52	55	2.2	2.8	0.14	0.049	1.1	0.028
5.88	370	330	55	53	2.0	2.3	0.11	0.032	0.96	0.014
Depth (Xo)	⁵⁶ Mn		⁵⁴ Mn		⁵² Mn		⁵¹ Cr		⁴⁹ Cr	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.17	0.018	0.23	0.096	0.088	0.028	-	0.053	0.0097	0.0044
1.96	0.89	0.58	3.7	3.1	0.95	0.69	2.1	1.3	0.15	0.097
3.92	1.1	0.65	4.8	3.2	0.84	0.53	2.2	0.91	0.11	0.061
5.88	0.86	0.46	3.8	2.0	0.51	0.28	1.1	0.45	0.058	0.027
Depth (Xo)	⁴⁸ V		⁴⁶ Sc		⁴⁴ Sc		⁴³ Sc		²⁴ Na	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.046	0.026	-	0.014	0.031	0.018	0.0097	0.0023	0.0059	0.0003
1.96	0.61	0.58	0.37	0.28	0.34	0.35	0.13	0.043	0.014	0.0028
3.92	0.51	0.36	0.24	0.17	0.23	0.20	0.068	0.023	0.0092	0.0008
5.88	0.22	0.16	0.12	0.070	0.11	0.079	0.051	0.0090	-	0.0002

表 3.10: 2.04GeV 電子照射によって Nb ターゲットより生成される放射性残留核の収率 (mb/ incident electron).

Depth (Xo)	⁹⁰ Nb		⁸⁹ Zr		⁸⁸ Zr		⁸⁶ Zr		⁸⁸ Y	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.59	0.11	0.65	0.21	0.30	0.17	0.054	0.043	0.71	0.23
1.95	8.0	5.5	8.0	8.4	4.8	5.8	1.3	1.1	6.9	7.7
3.90	13	8.5	9.5	10	5.4	6.1	0.61	0.88	8.2	8.1
5.85	11	7.0	7.6	7.5	3.8	3.9	0.40	0.46	6.4	5.2
Depth (Xo)	⁸⁶ Y		⁸⁵ Sr		⁸³ Sr		⁸⁴ Rb		⁸³ Rb	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.26	0.10	0.28	0.094	0.089	0.057	-	0.013	0.16	0.082
1.95	3.2	2.7	3.6	2.3	1.6	1.3	0.33	0.29	2.3	1.9
3.90	2.9	2.2	3.5	1.7	1.2	0.93	0.33	0.20	2.4	1.3
5.85	1.9	1.2	2.0	0.84	0.44	0.43	0.25	0.092	1.3	0.62
Depth (Xo)	⁸¹ Rb		⁷⁶ Br		⁷⁵ Br		⁷⁷ Kr		⁷⁵ Se	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
0.00	0.097	0.053	0.030	0.034	0.016	0.016	0.017	0.022	0.035	0.040
1.95	1.5	1.2	0.50	0.66	0.28	0.30	0.22	0.43	0.65	0.80
3.90	1.1	0.73	0.28	0.37	0.17	0.16	0.13	0.25	0.59	0.46
5.85	0.63	0.32	0.13	0.15	0.10	0.063	0.043	0.10	0.22	0.19
Depth (Xo)	⁷³ Se									
	Exp.	Cal.								
0.00	0.012	0.014								
1.95	0.16	0.26								
3.90	0.093	0.13								
5.85	0.044	0.050								

表 3.11: 2.04GeV 電子照射によって Au ターゲットより生成される放射性残留核の収率 (mb / incident electron).

Depth (Xo)	¹⁹⁶ Au		¹⁹⁴ Au		¹⁹³ Au		¹⁹² Au		¹⁹¹ Au	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
1.95	860	980	37	29	11	16	11	7.1	7.9	5.3
3.90	2100	2400	63	51	21	25	18	9.6	8.9	6.4
5.85	2700	2700	67	46	19	21	14	7.2	7.4	4.4
7.80	2300	2200	51	31	12	13	9.1	4.1	4.3	2.4

Depth (Xo)	¹⁸⁹ Pt		¹⁸⁸ Pt		¹⁸⁶ Pt		¹⁸⁴ Ir		¹⁸⁵ Os	
	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.	Exp.	Cal.
1.95	8.0	5.2	4.8	4.2	4.2	2.2	4.2	3.0	5.5	4.1
3.90	7.8	4.8	4.1	3.5	3.7	1.5	3.8	2.1	5.3	2.9
5.85	5.1	2.8	2.2	1.9	2.2	0.73	1.9	1.0	6.2	1.4
7.80	3.3	1.3	1.1	0.84	1.2	0.30	1.1	0.42	2.0	0.56

Depth (Xo)	¹⁸² Os	
	Exp.	Cal.
1.95	5.2	3.2
3.90	4.8	2.2
5.85	1.7	0.98
7.80	0.34	0.39

程に持ち込まれる励起エネルギーが低くなくてはならない。したがってこのような残留核の収率を過小評価する原因としては、高エネルギー π^- の生成断面積が過小評価されている、生成された π^- の再吸収断面積が過大評価されている、もしくは散乱断面積が過小評価されていることなどが考えられる。一方、質量数がターゲットから離れた残留核の収率に対しては、EGS4+PICA3 の計算値は Au ターゲットの場合とは逆に実験値を多少過大評価している。

3.4.4 総放射能

各残留核に対する総放射能

得られた各残留核に対する実験値を用いて、遮蔽材として重要な Al, Fe, Cu, Pb 中に生成される放射性残留核に対する総放射能の実験値を導出した。総放射能を求めるには、電子が十分に大きいターゲットに入射した場合の放射性残留核収率の積分値を求める必要がある。EGS4 の計算によると、Fe 箔を挟んだターゲットスタック (5cm×5cm, 厚さ 14cm の Cu) と、厚さが同じで幅が無限大にある Cu ターゲットとの光子の飛跡長 (track length) の差は、100MeV 以上の光子に対して約 0.3%, 10MeV 以上の光子に対して約 3% であり、それ以下のエネルギーの光子に対してはさらに大きい値となる。しかし、低エネルギーの光子による光核反応によって生成される残留核は限られており、ほとんどの残留核は数 10MeV 以上の光子による光核反応によって生成される。Al, Cu, Pb 箔を挟んだターゲットスタックと無限幅を持ったターゲットとの飛跡長の差はさらに小さい。したがって得られた残留核の収率に対する実験値は、無限幅を持ったターゲットに対する実験値と仮定することができる。

このように仮定すると、得られた収率の測定値を深さ方向に対してのみ積分することによってその残留核に対する総放射能を求めることができる。収率の深さ分布は得られた測定値を次式 [102] でフィッティングすることによって求めた。

$$Y(t) = at^b \exp(-ct) \quad (3.10)$$

ここで t は放射長の単位で表したターゲット表面からの深さを示しており、 a, b, c はフィッティングパラメータである。得られた式を $0 \leq t \leq 15$ で積分することによって単位ビーム出力当たりの総放射能の測定値 (GBq/kW) を導出した。例として Fe 中に生成する ⁴⁸Cr, ⁴⁷Sc, ⁴⁴Sc の収率の深さ分布に対する実験値及びそれを式 (3.10) でフィッティングした結果を図 3.7 に示す。図より、式 (3.10) によって実験データはよく再現されることが判る。

このようにして得られた総放射能に対する実験値を、その計算値及び Swanson[5] による結果と共に表 3.12 に示す。Swanson の結果は、入射電子エネルギーが注目している残留核生成反応のしきい値より十分に大きい場合の値を示しているが、後述の計算によりこれらの結果は我々の結果と直接比較してよいことが判る。

ただし、Al 中に生成される ²⁷Mg, Fe 中に生成される ⁵⁶Mn は 2 次中性子がターゲット核に吸収されることによって生成される寄与が大きく、実験で用いたターゲットは生成された中性子を全て吸収するほど大きくないので、導出された総放射能は実際の値よりも過小評価していると予想される。また Al 中に生成される ²⁴Na, Cu 中に生

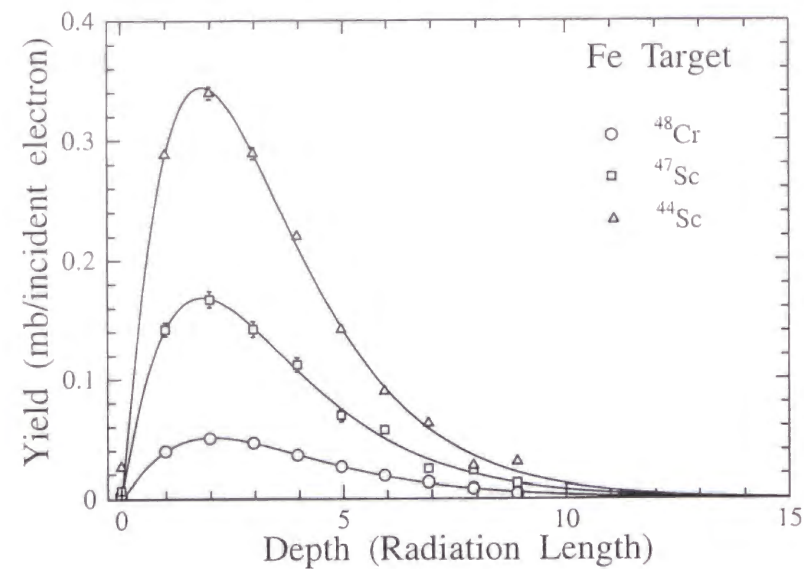


図 3.7: Fe ターゲット中に生成するの残留核収率の深さ分布の例. \circ , \square , \triangle はそれぞれ ^{48}Cr , ^{47}Sc , ^{44}Sc の実験値を表しており, 実線はそれらの実験値を式 (3.10) によってフィッティングした結果を示している.

成される ^{60}Co は 2 次 α 粒子との核反応によって生成される寄与がある程度あると考えられるが, α 粒子の飛程は短いため生成された α 粒子はほとんどターゲット内で吸収されると予想されるため, 実験より総放射能を導出した場合はそれほど影響はないと考えられる. しかし, 計算ではこのような 2 次粒子による反応を考慮できないため, これらの主に 2 次粒子によって生成される残留核の総放射能に対する計算値は導出できなかった. その他にも Fe 中に生成される ^{54}Mn , Cu 中に生成される ^{64}Cu が 2 次中性子によって生成される. しかし, これらの残留核は巨大共鳴によっても生成され, その断面積が非常に大きいので, 全収率中における 2 次中性子による影響はそれほど大きくない. したがって, これらの残留核に対しては, 他の残留核同様に計算値も導出した.

表 3.12 によると, 前節で説明したように得られた実験値と計算値は比較的良好に一致しているものが多いが, Swanson による結果とはあまり一致していない場合が多いことが判る. 一部の残留核に対しては我々の結果の方が Swanson による結果よりも大きい場合もあるが, 全体的には Swanson による結果の方が収率が大きくなっている残留核が多い. 特に, Pb 中に生成する ^{207}Tl , ^{206}Tl の収率に対しては, Swanson による結果は我々の結果より 10~100 倍大きい値となっている. これは Swanson が質量数 100 以上の重核に対する (γ, n) 反応断面積と (γ, p) 反応断面積の比を 1:10 と仮定しているが, この仮定は質量数が 200 を越えるような原子核に対しては適応できず, そのような原子核の (γ, p) 反応によって生成される残留核の収率を大きく過大評価してしまうためであると考えられる.

表 3.12: 各ターゲット中に生成する放射性残留核の総放射能 (MBq/W)

Al target				Fe target			
Nuclide	Exp.	Cal.	Swanson	Nuclide	Exp.	Cal.	Swanson
^{26}Al		310	330	^{55}Fe		630	490
^{27}Mg	10		0.59	^{52}Fe	0.26	0.075	2.1
^{24}Na	17		10	^{56}Mn	6.0		1.2
^{22}Na	15	12	9.3	^{54}Mn	38	62	22
^{18}F	3.0	3.0	5.2	^{52}Mn	2.9	9.6	1.3
^7Be	1.1	0.0026	4.8	^{51}Cr	11	9.3	15
^3H		4.2		^{49}Cr	1.1	0.50	
				^{48}Cr	0.093	0.046	
				^{48}V	2.3	2.1	15
				^{48}Sc	0.045	0.089	
				^{47}Sc	0.29	0.36	
				^{46}Sc		0.66	7.4
				^{44}Sc	0.57	1.1	
				^{24}Na	0.028	0.0082	
				^3H		3.2	

Cu target				Pb target			
Nuclide	Exp.	Cal.	Swanson	Nuclide	Exp.	Cal.	Swanson
^{64}Cu		250	185	^{206}Bi	0.14	0.046	
^{62}Cu		460	407	^{205}Bi	0.27	0.069	
^{61}Cu		50	32	^{204}Bi	0.12	0.070	
^{63}Ni		3.5	17	^{203}Pb	24	29	31
^{60}Co	4.8		24	^{202}Pb		6.1	2.2
^{58}Co	7.9	5.7	24	^{201}Pb	3.3	2.0	
^{57}Co	4.1	3.7		^{200}Pb	1.6	1.3	
^{56}Co	0.88	0.89		^{207}Tl		0.93	93
^{59}Fe	0.29	0.21		^{206}Tl		2.6	37
^{54}Mn	1.6	1.8		^{204}Tl		3.4	0.9
^{52}Mn	0.44	0.57		^{202}Tl	1.2	2.4	
^{51}Cr	1.2	1.1		^{201}Tl	3.4	2.1	
^{48}V	0.38	0.50		^{200}Tl	3.8	1.4	
^{47}Sc	0.14	0.14		^{185}Os	0.25	0.38	
^{46}Sc	0.18	0.22		^{182}Os	0.13	0.26	

総放射能の入射電子エネルギー依存性

これまでの比較結果により、EGS4+PICA3 による計算値は入射電子エネルギーが 2GeV 程度のターゲット中に生成する放射性残留核の収率を比較的よく再現することが判った。したがって同じ計算方法を用いて、単位出力当たりの総放射能の入射電子エネルギー依存性を 0.1GeV から 10GeV の範囲で計算した。ただし、PICA3 はその入射光子エネルギーの上限が 3.5GeV までとなっているため、それ以上のエネルギーを持つ光子に対する断面積は、3.5GeV 光子の断面積と同じであると仮定した。

得られた計算値からいくつかの残留核に対する結果を選択して図 3.8 に示す。図より、入射エネルギー 1GeV 以上で総放射能はほとんど全ての残留核に対して一定値となることが判る。一定値とならないのは Al 中に生成する ${}^7\text{Be}$ や Fe 中に生成する ${}^{24}\text{Na}$ など、EGS4+PICA3 の計算ではその実験値を再現できていなかった残留核に対してのみであり、このような残留核に対する計算値は信頼性に乏しいためここでは表示しなかった。また、この結果から我々の実験値はほとんど全ての残留核に対して十分に高い入射エネルギーに対する結果ということができ、Swanson による結果と直接比較してよいことが判る。

入射エネルギーが 1GeV 以下になると、その残留核生成反応しきい値の高いものから総放射能は小さくなっていくことが判る。しかし、主に巨大共鳴で生成される残留核に対してはほぼ一定値となっており、この結果は Mao[103] らによって示された「巨大共鳴で生成される放射性残留核の単位ビーム出力当たりの総放射能は、入射電子エネルギー 0.1GeV 以上に対してほぼ一定である」という結果と一致する。

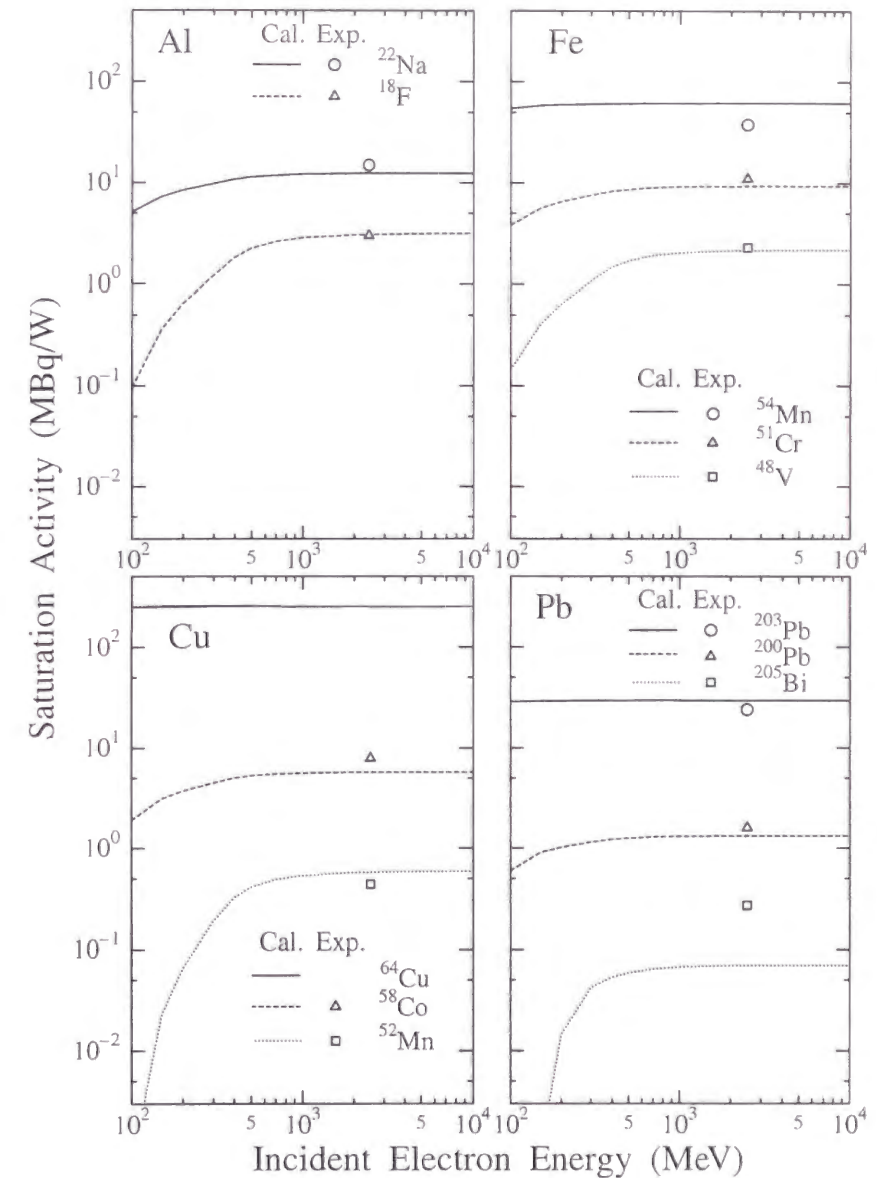


図 3.8: 各ターゲット中に生成する放射性残留核の、単位ビーム出力当たりの総放射能に対する入射電子エネルギー依存性の例。点は実験値を、線は EGS4+PICA3 による計算値を示している。

3.5 結論

2.04, 2.44, 及び 2.5 GeV の電子を厚いターゲットに入射した時に生成される放射性残留核の収率を、巨大共鳴によって生成される残留核だけでなく核破碎反応によって生成されるものまで幅広く測定することができた。また得られた測定値を深さ方向に対して積分することによって、無限体系に入射したときに生成される各残留核の総放射能を導出した。これらのデータは、今後の電子加速器の遮蔽設計及び光核反応に対する計算コードのベンチマーク実験値として非常に有用なデータとなることが予想される。

一方、得られた測定値に対する計算値を EGS4 及び PICA3 を用いて導出して比較したところ、EGS4 及び PICA95 を用いて計算した値と比較した時にみられた実験値を全体的に過大評価する傾向はみられなくなった。また PICA95 では再現できていなかった質量数がターゲットに非常に近い残留核に対する収率も、巨大共鳴を考慮することなどによって PICA3 で再現することができた。また同じ計算方法を用いて無限体系中に生成する各残留核の単位出力当たりの総放射能に対する入射電子エネルギー依存性を計算したところ、1 GeV 以上のエネルギーに対してほぼ一定値となるという結果を得た。

しかし、EGS4+PICA3 による計算方法では 2 次粒子によって生成される残留核や、フラグメンテーション反応の放出粒子として生成される残留核の収率を正確に再現することはできない。したがって、今後このような残留核の収率を正確に再現できる計算コードを開発していく必要がある。

第 4 章 光中性子のエネルギースペクトルの測定

4.1 緒言

第 1 章で述べたように高エネルギー電子を厚いターゲットに入射したときに生成される中性子のエネルギースペクトルのデータは、電子加速器の遮蔽設計を行う上で非常に重要である。このようなエネルギースペクトルの測定例はいくつかあるが [3],[104]-[106]、その中で一番入射電子エネルギーが高い実験は約 25 年ほど前に Eyss[3] らによって行われた測定である。彼らの実験では 150 MeV ~ 266 MeV までの電子を厚いターゲットに入射させ、そこから発生する中性子のエネルギースペクトルを飛行時間測定法 (TOF 法) 及びカウンターテレスコープ法によって測定している。

しかし、その後電子加速器の加速エネルギーは飛躍的に上昇し GeV オーダーの電子加速器が数多く建設されているにも関わらずこのような実験は行われていない。これは、高エネルギー電子を厚いターゲットに入射した場合、中性子だけでなく光子や電子が大量に発生し、中性子を測定しようとするとそのようなバックグラウンドが大きくなりすぎて非常に難しくなるためである。特に高エネルギーの中性子の収率の測定は、カウンターテレスコープ法ではその収率が小さすぎるためほぼ不可能であり、TOF 法ではバックグラウンドである光子や電子との飛行時間差が短いので非常に難しい。したがって現在のところ、高エネルギー電子加速器の中性子に対する遮蔽設計は主に第 1 章で述べたような計算コードを用いて行っているが、その精度は実験値の不足から十分に検証されているとは言えない。

このような背景から、本研究では高エネルギー電子 (2.04 GeV) を厚いターゲットに入射したときに生成される中性子のエネルギースペクトルを TOF 法を用いて測定した。その際、先述した光子、電子によるバックグラウンドが非常に大きな問題となるが、フライトパス上に鉛を置き、厚いコンクリートコリメータを持つ専用の施設を用いることによってそれらの寄与を最小限に抑えた。また、得られた中性子スペクトルに対する計算値を EGS4[9]+PICA3+LCS[21] (LAHET2.7 version) を用いて計算し、実験値と比較検討することによって計算コードの問題点について考察した。

4.2 実験方法

4.2.1 実験体系

実験は韓国の Pohang Accelerator Laboratory (PAL) にある放射光施設への入射線形加速器を用いて 1998 年、1999 年と 2 回、TOF 法を用いて行った。実験体系の概略図を図 4.1～図 4.3 に示す。図 4.1 はビームラインを上から見た図であり、図中左側より 2.04GeV に加速されてきた電子は蓄積リングに入射される直前に偏向磁石によって曲げられターゲットルームへと輸送される。

図 4.2 及び 4.3 はターゲット付近を上から及び横から見た図である。ターゲットルームへ輸送された電子は 200 μm のステンレス製ビームウィンドウ及び約 20cm の空気層を通過して図 4.2 中央にあるターゲットに直接当てられ中性子を発生する。発生した中性子は検出器からほとんど見えない位置に置かれた厚さ 10cm の鉛コリメータ (図 4.2 参照) を通過した後、厚さ 220cm のコンクリート中に設置された直径 15.8cm の測定孔を通過することによってコリメートされる。ただしバックグランド測定の際は、フライトパスが 1040.5cm の場合 (1999 年) はこの測定孔内に長さ 100cm の鉄棒及び厚さ 15cm の鉛板を挿入し、557.5cm の場合 (1998 年) は 30cm の鉛板及びその上に 100cm のコンクリートブロックを置くことによって、測定孔から抜けてくる粒子を全て遮蔽しようと試みた。バックグランド以外の測定の際は、測定孔の出口に主に光子、電子、陽子などのバックグランドを抑えるための鉛板を 5cm～30cm 置いた。これらのコリメータや鉛板を透過した中性子はターゲットの中心より 557.5cm 離れた場所に置かれた鉛コリメータ付きシンチレーションカウンタによって検出される (1998 年の実験の場合)。シンチレーションカウンタには減衰時間の短いプラスチックシンチレータである PILOT-U を用いた。さらに 1999 年の実験では、検出器の上部にあった厚さ 40cm のコンクリートに直径 15.8cm の測定孔を作ることによってターゲットから検出器までの距離を 557.5cm から 1040.5cm に延長した。検出器には基本的には 557.5cm の場合と同じく PILOT-U を用いたが、参考のため Pb5.5cm ターゲットに対してのみ PILOT-U と組成比がほぼ同じ BC518 と液体シンチレータである NE213 を用いて測定した。

4.2.2 ターゲット及び照射条件

ターゲットには C, Al, Cu, Sn, Pb, Bi を用い、軽核から重核まで幅広く照射を行った。ターゲットの大きさは Bi 以外は 5cm×5cm であり、その厚さは軽核に対しては約 1 放射長 (X_0) 程度、重核に対しては $1X_0 \sim 10X_0$ までその厚さを変えて照射を行った。Bi に対しては直径 5cm、厚さ約 $2X_0$ 及び $13X_0$ の円柱形のターゲットを用いた。これらのターゲットに関する情報を表 4.1 にまとめておく。また、フライトパス上に置いた鉛板の厚さは、薄いターゲット ($\sim 2X_0$) に対しては 5, 10, 15, 20 cm と変化させ、それ以外の厚いターゲットに対しては 15, 20, 25, 30 cm と変化させた。各ターゲットに対する最適な鉛板の厚さは第 4.5.1 節で検討している。

電子の加速エネルギーは 2.04GeV で、ターゲットの中心に焦点を合わせて入射した。ビームの大きさは、ビームの調整を行う際にターゲットの近くに置いた Beam Profile Monitor (BPRM) によって測定したところ、幅約 1cm、高さ約 0.5cm の範囲

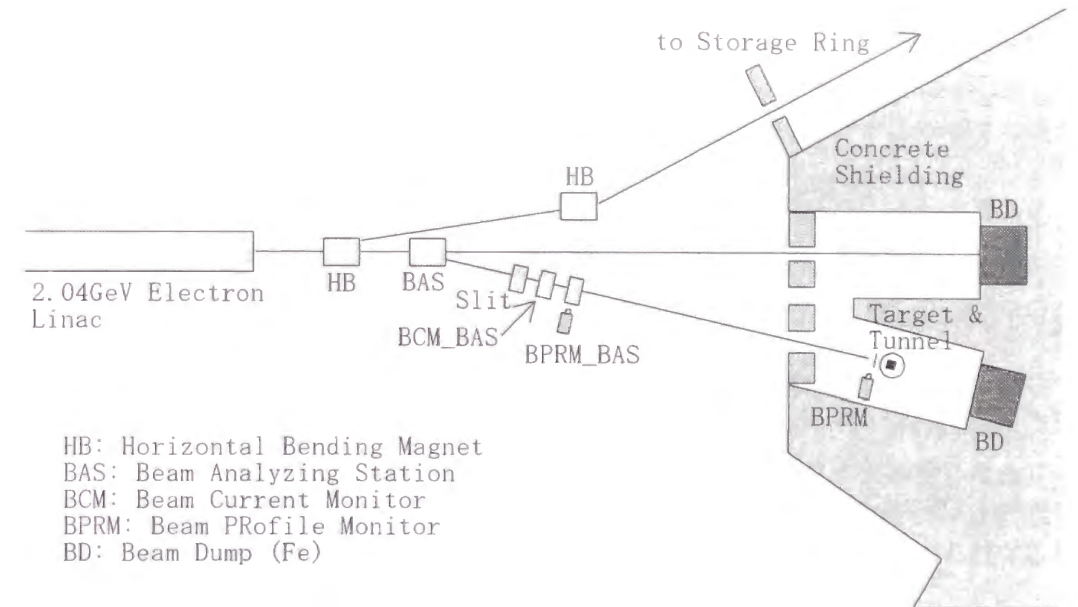


図 4.1: 実験施設の概略図。(ターゲット付近のビームラインを上から見た図)

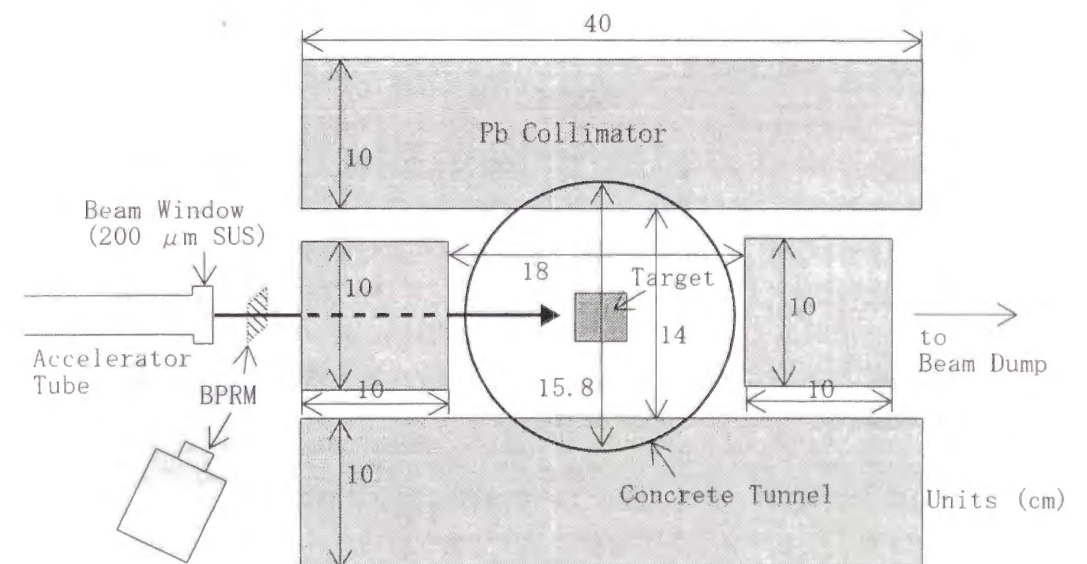


図 4.2: 実験配置図。(ターゲットルームを上から見た図)

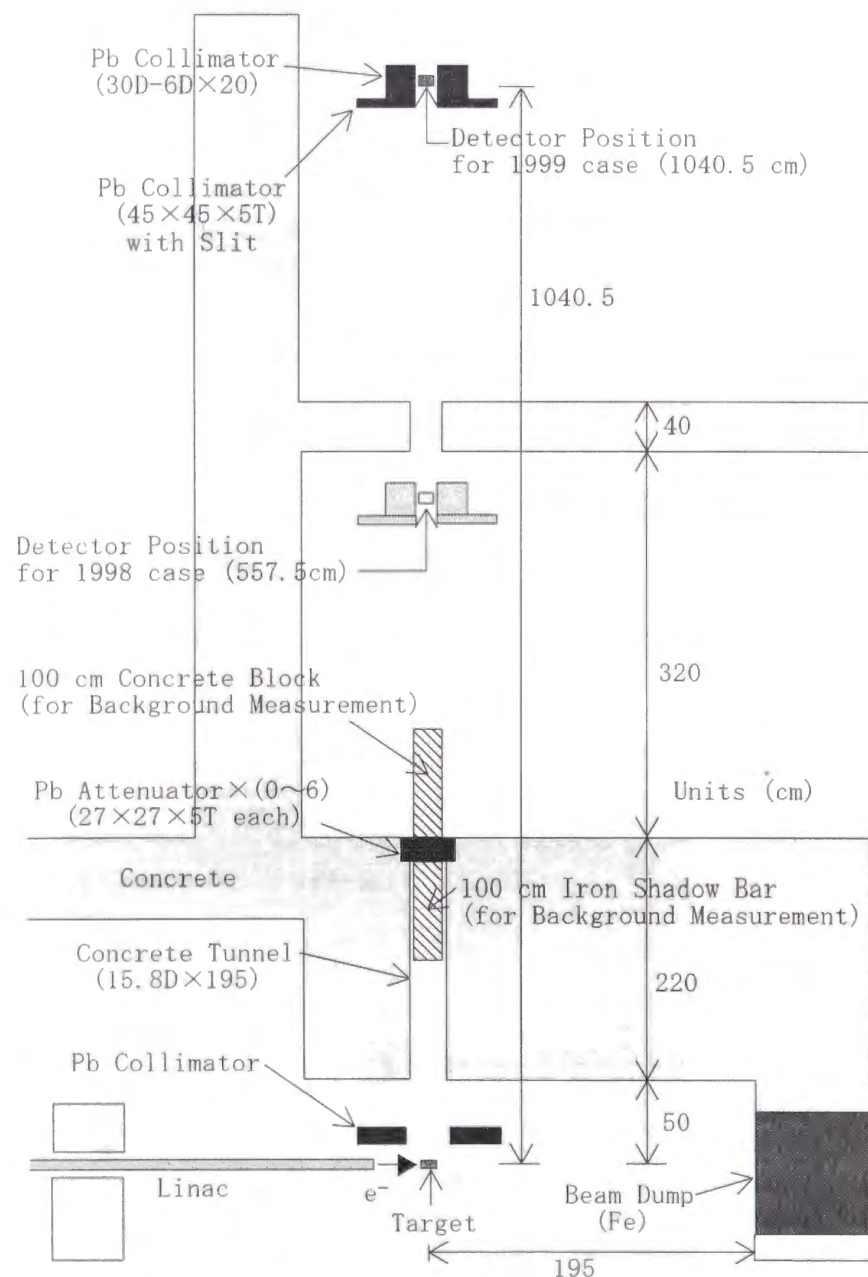


図 4.3: 実験配置図. (フライトパスを横から見た図)

表 4.1: 中性子スペクトル測定で用いたターゲット

Target	Density (g/cm ³)	1 X ₀ (cm)	Year & Thickness (cm)	
			1998	1999
C	1.59	26.8	10.0	10.0
Al	2.70	8.89	4.0, 8.0	4.0, 14.0
Cu	8.93	1.44	1.4, 14.0	0.72, 14.0
Sn	7.31	1.21	1.21, 12.1	0.6, 12.1
Pb	11.3	0.562	0.5, 5.5	0.3, 5.5
Bi	9.75	0.643		1.17, 8.2

内に集束されていることが判った。また、ビームの周波数は10Hzで、パルス幅は1nsであった。ビーム強度はビーム上流にあるビームカレントモニターで測定したところ約500pC/pulseであった。このモニターの精度はAu箔中に生成する¹⁹⁶Auの収率を測定する方法で確認されており、その結果によるとビームカレントによる誤差は約10%程度であると言える。(第3.4.1節参照)

4.2.3 測定回路

中性子の飛行時間の測定には、1998年の実験ではPCベースのMulti-Channel-Scaler (MCS: Fast Comtec 7886)を用い、1999年の実験ではMCSの他にCAMACモジュールであるTime to Digital Converter (TDC: LeCroy TDC3377)も用いた。TDCを使う長所は、いくつもの入力チャンネルがあるため同時に数多くの信号に対する時間差を測定できる点、またCAMACモジュールのAnalog to Digital Converter(ADC)と同時に用いることによって各イベントごとに時間差とその発光量を解析できる点などがある。検出器としてPILOT-Uを用いた場合のMCS, TDCそれぞれに対する測定回路を図4.4及び4.5に示す。

MCSのスタート信号には、Beam Current Monitor (BCM)からの信号をConstant Fractional Discrimination(CFD)に通してノイズをカットした後の信号を用いた。ストップ信号には検出器からのアノード信号を同じくCFDに通して低発光量のパルスをカットした後の信号を用いた。この際、CFDのしきい値はAm-Be線源を用いて後述の方法で決定した(第4.2.4節参照)。光電子増倍管(PMT)に印加する電圧は-1980Vとした。これ以上印加電圧を大きくするとγ-flash(ターゲットから直接発生した光子や電子によるバックグランド)によってPMTが飽和してしまい検出器の不感時間が長くなってしまったため、この値は光電子増倍管のメーカーである浜松ホトニクスのもとの値である-3000Vよりかなり小さい値となっている。また、BCMからの信号をDigital Oscilloscopeに入力し、その積分値をPCで解析することによって照射中のビームカレントを測定した。

一方、CAMACモジュールのTDCを用いた測定では、検出器からのアノード信号をCFDでカットした後のタイミング信号をスタート信号、BCMからの信号をストップ信号としてその間の時間差を測定した。CFDのしきい値はMCSを用いた測定と

同様 Am-Be 線源を用いて決定した。ADC は同時に複数のチャンネルに対して測定できるため、Attenuator を通して Gain を小さくした信号 (Low Gain) と通さない信号 (High Gain) の 2 つを信号に対する発光量分布を測定した。その際、ADC の Gate 信号のタイミングは γ -flash の発光量を含まないように γ -flash のタイミングから 50ns 遅れたタイミングから幅 320ns の Gate を掛けた。ただし、これらのデータはそれぞれ低発光量側、高発光量側での発光量分布を確認するためだけに用いており、直接解析で用いることはない。

また CAMAC のモジュールを使って測定する場合、データ処理プログラム Kakukun Online Data Acquisition System (KODAQ) をコントロールするための Interrupt Register (IR) にも信号を送る必要がある。IR に信号が入るとその Channel 別に KODAQ 中のユーザー作成プログラム procamac.c によって指定された処理を行う。今回の実験の場合は、channel1 に信号が入った時はデータを PC に読み込んでから消去し、channel2 に信号が入った時はデータを消去するようにプログラミングした。channel2 はランダムなバックグラウンドイベントによって TDC が start されてしまった場合に備えて、ビーム信号が入る約 2ms 前に必ず TDC のデータを消去するために用いた。参考のため、これらの信号のタイミングの一覧及び ADC に入力する信号の例を図 4.6 及び図 4.7 に示しておく。

4.2.4 発光量しきい値の決定方法

検出器からのアノード信号を CFD に通す理由は、その発光量の大きさに依存しないタイミングを決定するためと、バックグラウンドやノイズなど低発光量のイベントをカットするためである。したがって本研究で行った実験のような光子や電子による大量のバックグラウンドがある場合はそのしきい値はできる限り高く設定した方がよい。しかし、あまりしきい値を高く設定しすぎると低エネルギー中性子のイベントを全てカットしてしまうため測定可能な中性子の最低エネルギーが高くなってしまう。

このような理由から、本研究では Am-Be 線源から発生する γ 線を用いて CFD のしきい値を決定した。Am-Be 線源から発生する γ 線のエネルギーは 4.43MeV と高く、その γ 線による発光量はおよそ 8.4MeV の中性子の発光量に対応する。さらに、後述のように CFD がそれほど精密に発光量の大きさによって信号をカットできないことを考慮すると、測定可能な中性子の最低エネルギーは約 9MeV 程度であると考えられる。

次に γ 線源を用いた CFD しきい値の決定方法について説明する。 γ 線がシンチレータ内に入るとコンプトン散乱を起こす。このとき生成する電子エネルギー E_e は、

$$E_e = \frac{(1 - \cos \theta) E_\gamma^2}{mc^2 + (1 - \cos \theta) E_\gamma} \quad (4.1)$$

と表すことができ、その最大値であるコンプトン端でのエネルギー $E_{e \max}$ は γ 線の散乱角 θ が π の場合であり、

$$E_{e \max} = \frac{2E_\gamma^2}{mc^2 + 2E_\gamma} \quad (4.2)$$

と表すことができる。ここで E_γ は入射 γ 線のエネルギーであり、 mc^2 は電子の静止エネルギーを示しており、 $E_\gamma = 4.43\text{MeV}$ とすると $E_{e \max}$ は 4.19MeV となる。した

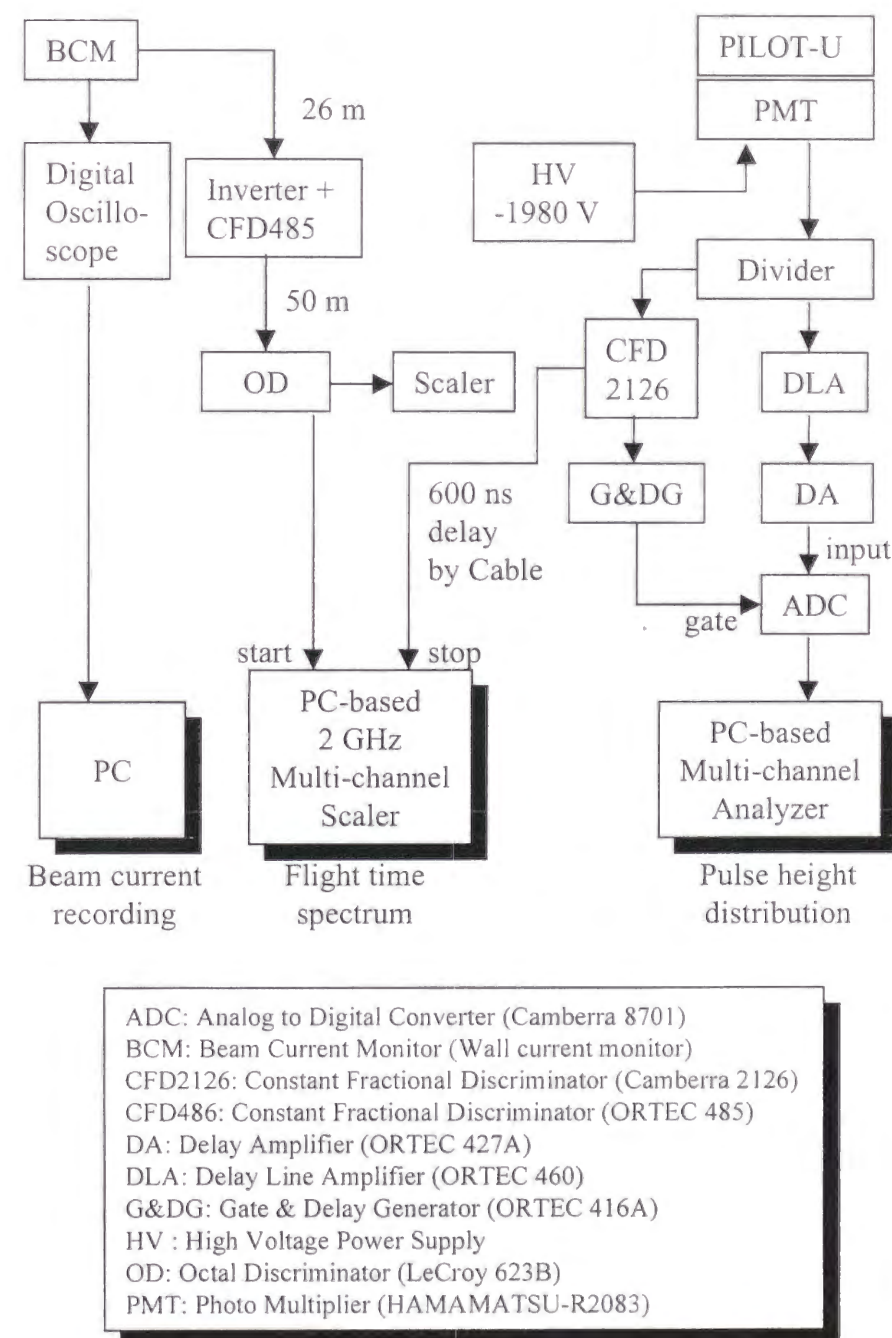


図 4.4: MCS を用いた測定回路図。

がって Am-Be 線源が中性子を放出せず、分解能が 0 の理想的な検出器があると仮定すると、このエッジに対応する発光量を 4.19MeVee と決定することができる (図 4.8 参照)。

しかし、実際の検出器は有限の分解能を持っており、また Am-Be 線源からは γ 線だけでなく中性子も放出される。したがって実際に検出器の近くに Am-Be 線源を置いた時に測定される発光量分布はコンプトン端にはっきりとしたエッジを持たず、高発光量側に大きくテールを引いた形となる。例として PILOT-U の近くに Am-Be 線源を置いた時の発光量分布を CAMAC モジュールの ADC2249A で測定した結果を図 4.8 に示す。測定するための回路は図 4.5 の右側と似ているが、ADC の gate 信号及び IR の channel1 への入力信号に検出器からの信号を成形してタイミングを合わせたものを使用した点や、IR の channel2, OR, 及び TDC を使用しなかった点が違う。

また参考のため EGS4 によって計算した発光量分布及びその計算値をガウス関数で平滑化した結果も図中に示しておく。図より、平滑化を行う前の結果ははっきりとしたコンプトン端とダブルエスケープピークがあることが判る。ここでダブルエスケープピークとは電子対生成によって生成された陽電子が消滅することによって 2 つの γ 線が生成され、それらが共に反応することなく検出器の外に出たとき作られるピークであり、その発光量は $E_\gamma - mc^2$ (MeVee) に相当する。平滑化を行う際のガウス分布の幅 σ は、発光量の平方根に比例すると仮定して次式で表した。

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{L}. \quad (4.3)$$

ここで L は MeVee の単位で表した発光量を表している。 σ_0 は比例定数であり、平滑化した後の Am-Be 線源に対するコンプトン端の形が測定スペクトルと一致するように σ_0 を決定すると 0.195 MeVee^{1/2} となる。このガウス分布の幅は、後述の検出効率を計算する時の SCINFUL[107] 及び Cecil のコード [108] の計算結果を平滑化する際に必要となる。また、さらに高発光量側で平滑化した計算値と実験値が一致しないのは、²⁴¹Am の崩壊によって放出された α 粒子が引き起こす $\alpha(^9\text{Be}, ^{12}\text{C}^*)n$ 反応によって放出された中性子による影響であると考えられる。

一方、図 4.8 で示したようなはっきりとしたエッジを持たない実際の測定スペクトルからコンプトン端に対応する発光量を決定するのは非常に難しい。測定したスペクトルのカウントが最大となる見かけのコンプトン端 L_{max} に対し、その半分のカウントを有する位置 $L_{1/2}$ を実際のコンプトン端する方法があるが、この方法では分解能約 40% の検出器に対して約 10 数%程度の誤差があると言われている [109]。これに対し、秦ら [110] は Am-Be などの γ 線源に対して、見かけのコンプトン端でのカウント数に各 γ 線源ごとに定義されたある定数 f を掛けたカウントを有するチャンネルに対する発光量は、検出器の分解能に寄らずほぼ一定であることを 2 インチ \times 2 インチの NE213 をモデルに計算して示した。例として Am-Be, ⁸⁸Y, ⁶⁰Co, ²²Na, ¹³⁷Cs 線源に対する定数 f の値及びそのカウントを有するチャンネルに対応する発光量を表 4.2 に示しておく。本研究では秦らの方法を用いて 4.2MeVee に相当するチャンネルを Am-Be 線源によって測定した発光量分布より決定した。

CFD のしきい値電圧を決定するには、ADC の測定スペクトルを見ながら CFD のしきい値電圧を大きくしていき、前述の方法で決めた 4.2MeVee に相当するチャンネルの信号が CFD によって半分程度カットされるように調節し決定した。ただし、検

表 4.2: γ 線源発光量較正のためのパラメータ (秦ら [110] のデータを引用)。

線源	γ 線エネルギー (MeV)	定数 f	較正発光量
Am-Be	4.43	0.664	4.2
⁸⁸ Y	1.836	0.642	1.61
⁶⁰ Co	1.173, 1.332	0.303	1.15
²⁴ Na	1.274	0.768	1.06
¹³⁷ Cs	0.662	0.449	0.5

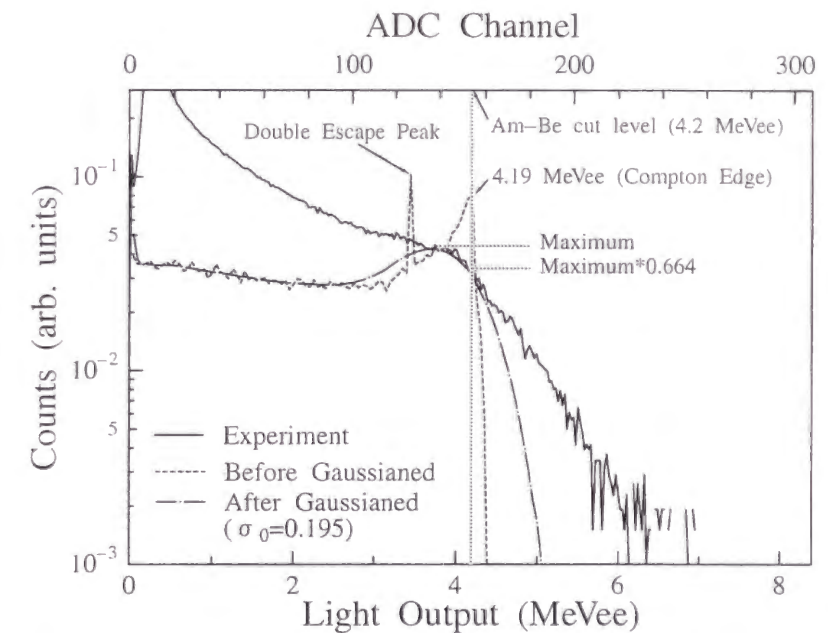


図 4.8: Am-Be 線源を PILOT-U の近くに置いた時の発光量分布。

出器が NE213 の場合は、アノード信号の電圧の高さが同じでも中性子の方が γ 線より減衰時間が長いいためその全発光量は中性子の方が大きくなる。したがって、CFD のしきい値は中性子による発光量が 4.2MeVee となる信号の電圧に設定する必要がある。その際、中性子線源として Am-Be 線源を用いると、同時に発生する γ 線の影響によって、ADC の出力に CFD のしきい値付近で中性子と γ 線による 2 つのエッジができてしまう (図 4.9 参照)。この場合は、中性子に対応する高発光量側のエッジ (カウント数が図 4.9 で示した $(C_1+C_2)/2$ となるチャンネル) が、較正発光量 (Am-Be 線源の場合は 4.2MeVee) に相当するチャンネルになるように、そのしきい値を決定する必要がある。

このようにして決定した 4.2MeVee 以上の発光量を持つ粒子に対する時間スペクトルを MCS もしくは TDC で測定した。

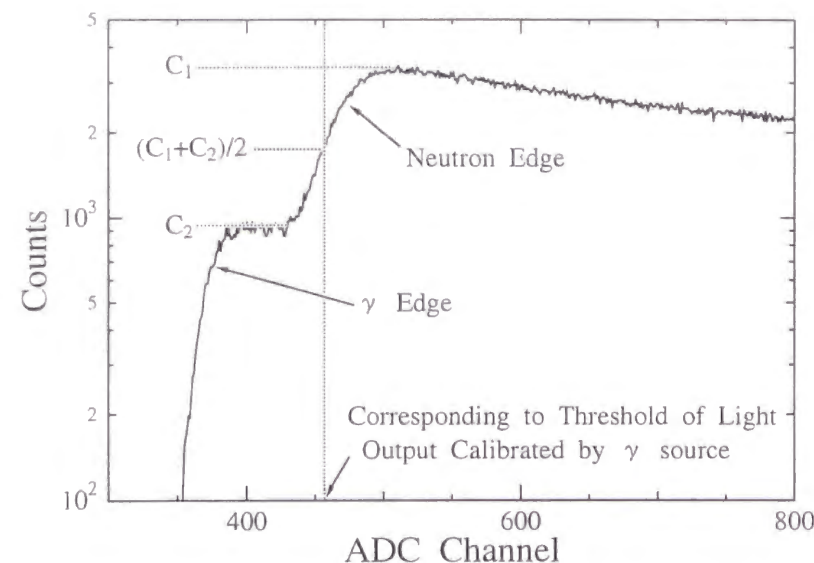


図 4.9: NE213 に対する CFD しきい値の決定方法. Am-Be 線源を NE213 の近くに置き、中性子に対するエッジ（カウント数が $(C_1+C_2)/2$ となるチャンネル）が γ 線源によって決定された校正発光量に対応するチャンネルとなるように CFD のしきい値を決定する.

4.3 検出器

本研究で行った実験のような、強烈なバックグラウンド (γ -flash) の直後にくる中性子を測定するには、減衰時間の短い検出器を使用する必要がある. 減衰時間が長いと γ -flash 後の検出器の不感時間が長くなり、光子と飛行時間のあまり変わらない高エネルギー中性子を検出できなくなるためである. したがって、飛行距離が 557.5cm の場合は超高速タイミング用の PILOT-U を、1040.5cm の場合は PILOT-U の他に、PILOT-U と組成がまったく同じである BC418、高速中性子測定用の NE213 も用いた. NE213 は PILOT-U と比べると多少減衰時間は長いが、発光効率や検出効率がよく調べられているという長所がある. 逆に PILOT-U や BC418 は減衰時間は極めて短い、検出効率を正確に測定した例があまりなく、その発光効率もあまり知られていない. それぞれの検出器の大きさと特性を表 4.3 にまとめて示しておく. またこれらの検出器は、周りからくるバックグラウンドを防ぐために鉛コリメータ（外径 30cm、内径 6cm）の中に入れて使用した.

また、前述のように NE213 は中性子と γ 線で減衰時間が違うという特性を持っており、この波形の違いを用いて中性子によるイベントと γ 線によるイベントを弁別することができる（波形弁別法）. 波形弁別法とは、イベントの全発光量と減衰していくテール部分のみの発光量を同時に測定し、その比によって中性子によるイベントと γ 線によるイベントを弁別する方法である. しかし、本研究で行った測定のようないくつもの粒子が連続してくる場の測定では、テール部分に次に入射した粒子による発光が起きてしまう可能性が高いため、この方法を用いて粒子を弁別することは難しい. また、検出器が小さく入射中性子のエネルギーが高い場合、反跳された陽子が全エネルギーを検出器に付与しないまま検出器の外に抜けてしまう可能性が高くなる. この

表 4.3: 実験で用いた検出器の性能. それぞれの検出器に対する密度、減衰定数、H-C 比（水素原子と炭素原子の比率）の値は放射線検出ハンドブック [111] より引用した.

検出器	PILOT-U	BC418	NE213
形状	プラスチック	プラスチック	液体
大きさ (cm)	4.9×5.08φ	5.08×5.08φ	5.08×5.08φ
密度 (g/cm ³)	1.032	1.032	0.874
減衰定数 (ns)	1.36	1.36	3.7
H-C 比	1.100	1.100	1.213
光電子増倍管	R2083	R2083	R329-02
アセンブリ*	H2431-50	H2431-50	SP-200

* 光電子増倍管、分割抵抗、ソケット、磁気シールドの総称

ようなイベントに対する減衰時間は γ 線に対する減衰時間と近くなり、波形弁別法で区別することが難しくなる. したがって、本研究ではこの方法による粒子の弁別は行わなかった.

4.3.1 検出効率の計算

それぞれの検出器に対する Am-Be カットでの検出効率は、SCINFUL[107] 及び Cecil の計算コード [108] を用いて計算した. SCINFUL は 1989 年に J. K. Dickens によって O5S コード [112] を改良して作られた、NE110 及び NE213 のエネルギー 0.1~80MeV の中性子に対する応答関数を計算することができるコードである. 一方 Cecil の計算コードは 1970 年代に Stanton らのコード [113] を改良して作られたコードであり、NE110、NE213 を含む数種類のシンチレータの 1GeV 以下の中性子に対する応答関数を計算することができる. SCINFUL と Cecil の計算コードを比べた際、一番大きな違いは中性子と炭素の反応過程の扱い方である. SCINFUL では中性子と炭素の反応において、多体崩壊反応 (Multibody Breakup Reaction) も用いて複雑な反応過程を考慮しているのに対し、Cecil のコードでは数種類のチャンネル $\{(n, \text{elastic}), (n, np), (n, 2n), (n, \gamma), (n, n3\alpha), (n, \alpha)\}$ に対してしか考慮していない. また、その反応断面積も SCINFUL は主に ENDF/B-V[114] の評価済み断面積を引用しているのに対し、Cecil のコードは McNaughton[115] や Guerra[116] らの実験値を元に断面積データを 1GeV まで作成しているが 150MeV 程度以上のエネルギーに対しては実験値が乏しいことから一定値と仮定している.

このような理由から、SCINFUL の適応範囲である 80MeV 以下の中性子に対しては SCINFUL で、それ以上エネルギーに対しては Cecil のコードで計算した応答関数を用いて検出効率を導出し、それぞれの検出器に対する検出効率の計算値とした. ただし、PILOT-U、BC418 については SCINFUL、Cecil の計算コード共に直接計算できないので、NE110 に対する計算値で代用した. NE110 は PILOT-U、BC418 と同じくプラスチックシンチレータであり、密度 (1.032 g/cm³)、H-C 比 (1.104) 共に PILOT-U (BC418) とほとんど同じであるため、発光効率も相対的に一致している

と仮定した (PILOT-U の特性は表 4.3 参照) . また SCINFUL で計算を行う際, 光の線吸収係数 a が入力データとして求められ Nuclear Enterprise 社は NE213 に対する値として $1/200 \text{ cm}^{-1}$ を奨励しているが, 中尾ら [117] がこの値を使うよりも $a=0$ とした方が実験値をよく再現していると報告していることから, 本研究でも $a=0$ を採用した.

このようにして計算された応答関数はすべて分解能が 0 の理想的な検出器に対する結果であるため, 前節で求めたガウス関数の幅 σ を用いて平滑化を行ってから検出効率を導出した. さらに計算コードが違うことによって 80MeV で検出効率が不連続になってしまうのを防ぐために, Cecil のコードで計算した検出効率を 80MeV で SCINFUL の結果と一致するように規格化した. ただし, 80MeV での SCINFUL と Cecil のコードによる計算結果はほぼ一致しており, 規格化定数は 1.004 と非常に 1 に近い値となっている.

このようにして計算した PILOT-U (4.9cm×5.08cmφ の NE110) に対する結果を図 4.10 に, NE213 に対する結果を図 4.11 に示す. BC418 に対する計算結果は図中に示していないが, BC418 は PILOT-U よりも体積が約 4% 大きいため, 検出効率の計算値も PILOT-U に対する結果より約 4% 程度大きくなっている. また図中には次節で述べる検出効率の測定結果も示しておく.

図 4.10 より, PILOT-U に対する計算値は中性子エネルギー 15MeV 付近と 30MeV 付近に 2 つのピークを持つことが判る. 低エネルギー側のピークは中性子同士の散乱による発光によって作られるピークであり, 高いエネルギー側のピークは主に中性子と炭素との散乱による発光によって作られるピークである.

4.3.2 検出効率の測定

このようにして計算した検出効率は理想的な状態に対する検出効率であり, 実際の検出効率は多少ではあるが PMT の特性やそれに印加する電圧の大きさなどに依存してしまう. また, PILOT-U, BC418 の検出効率に対する計算を行う際, それらの発光効率はその組成や密度がほとんど同じであることから NE110 に対する発光効率と同じであると仮定したが, 実験的な裏付けがあるとは言えない. さらに, 実際の検出器は鉛コリメータで覆われており, その鉛に中性子が当たることによって発生した γ 線や 2 次中性子によって検出器が発光する可能性がある. このような理由から, 計算した検出効率が実際に用いた検出器の検出効率をどの程度再現できているか, 実験によって確認する必要がある.

測定条件

検出効率を測定する実験は, 単色もしくは準単色の中性子場を用いて行った. 実験を行った施設及び中性子エネルギーは, OKTAVIAN[118](大阪大学: 14.9 MeV), CYRIC[119](東北大学: 33.0 MeV), TIARA[120](日本原子力研究所高崎研: 40.1, 64.7 MeV), 及び RRC[121](理化学研究所: 66.0, 86.5, 132.0 MeV) である. OKTAVIAN 以外の中性子場は全て $p\text{-}^7\text{Li}$ 反応によって生成される準単色の中性子場であり, OKTAVIAN は D-T 核融合反応によって生成される単色の中性子場である. TIARA 以外で

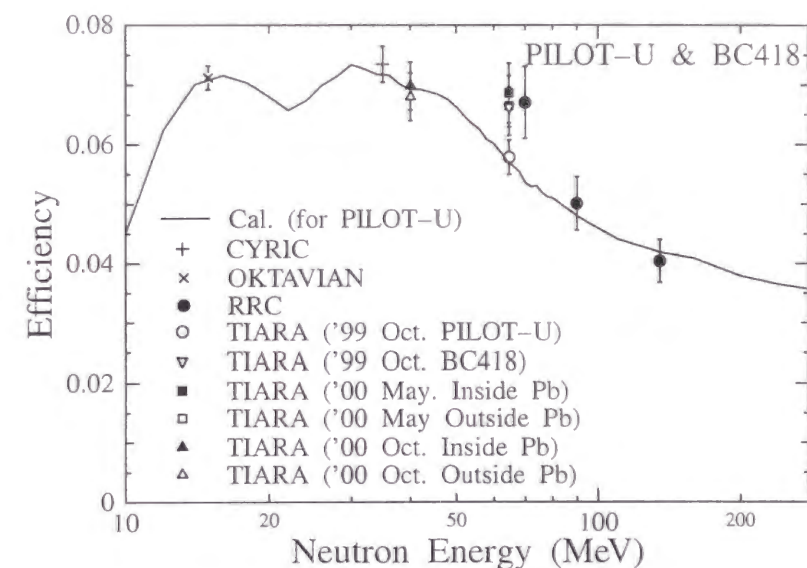


図 4.10: PILOT-U 及び BC418 の Am-Be カットに対する検出効率の計算及び実験値. BC418 に対する計算結果は PILOT-U に対する結果より約 4% 程度大きくなっている. 測定値に対する誤差にはビームカレントに起因する誤差など系統的な誤差も含まれている.

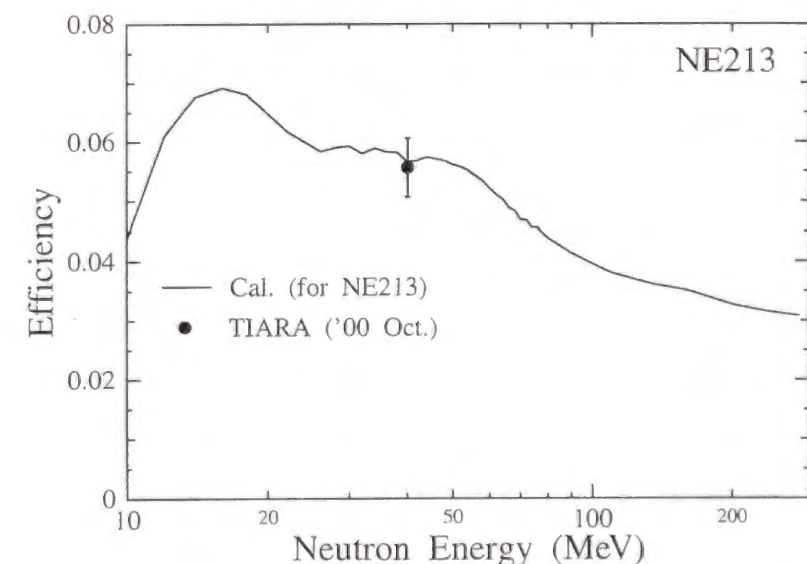


図 4.11: NE213 の Am-Be カットに対する検出効率の計算及び実験値. 測定値に対する誤差にはビームカレントに起因する誤差など系統的な誤差も含まれている.

表 4.4: 各施設での検出効率測定に対する実験条件

実験時期	実験施設	E_n (MeV)	備考
1997 Mar.	RRC	66.0, 86.5, 132.0	PILOT-U 鉛有り *
1997 Mar.	CYRIC	33.0	PILOT-U 鉛有り
1999 Apr.	OKTAVIAN	14.9	PILOT-U 鉛有り
1999 Oct.	TIARA	64.7	PILOT-U, BC418 鉛無し **
2000 May.	TIARA	64.7	PILOT-U 鉛有無
2000 Oct.	TIARA	40.1	PILOT-U 鉛有無, NE213 鉛無し

* 鉛コリメータの中に検出器を入れた状態で測定

** 鉛コリメータで覆っていない, 裸の状態の検出器に対して測定

は PILOT-U に対する検出効率のみ測定し, TIARA では PILOT-U の他に 40.1MeV 中性子に対する NE213 の検出効率, 64.7MeV に対する BC418 の検出効率を測定した. また, 検出器は基本的に鉛コリメータの中に入れて測定したが, TIARA では参考のため鉛コリメータの外での検出効率も測定した. また BC418, NE213 は鉛の外での検出効率のみ測定した. これらの実験条件及び実験を行った時期をまとめて表 4.4 に示しておく.

測定方法

測定方法は各施設の実験ごとに多少異なっているが, 基本的にはほぼ同じである. まず CAMAC モジュールの TDC と ADC を用いて各イベントごとにそのタイミングと発光量を測定する. 次に, その中からタイミングがピーク中性子のエネルギー範囲内にあるイベントを抽出する. さらにその中で ADC の出力があらかじめ Am-Be 線源によって較正された 4.2MeVee に相当するチャンネルより大きいイベントの数を積分し, その値を検出器に到達したピークエネルギーの中性子の数で割ることによって, Am-Be カットに対する検出効率を導出した. 例として, TIARA での測定における実験配置及び測定回路を図 4.12, 4.13 に示しておく.

TIARA では 2 つの検出器に対する検出効率を同時に測定しているため, 他の施設での検出効率測定や PAL での本測定用の回路 (図 4.5 参照) よりも回路が複雑になっているが, TDC や ADC に入力するチャンネル数が増えているだけで基本的な部分はほぼ同じである. ただし TDC3377 の特徴として, 「common stop モードで使用する際, スタート信号が入力されていないのに stop 信号だけが多数入力されると, 次にスタート信号が入力されても正しく動作しない」という問題があるため, 図 4.13 の中央に示した 2 つの DGG によって, スタート信号が入力された場合のみストップ信号が入力されるように回路を調整した. また, CAMAC のモジュールに信号が入ってからモジュール内でデータの解析が終わるまでに最大約 70 μ s, IR に信号が入ってから PC がデータを読み込み, OR に信号が来るまでに最大約 150 μ s 掛かるため, ビームの周波数が約 5000Hz を越えるとデータを解析している途中に次の信号が CAMAC モ

ジュールに入力されてしまう可能性がある. したがって, データの解析中には次の信号が入力されないように回路を調整し, これによってカットされたイベントの数と全イベントの数を比較することによって測定回路に起因する不感時間を導出した. ただし, これらの問題は PAL での測定のような周波数の小さいビームを用いた実験では問題とならない.

TIARA での実験によって得られた時間スペクトルの例を図 4.14 に示す. 図より, 時間スペクトルにははっきりとした γ -flash によるピークと, 64.7MeV 中性子によるピークとそれ以下のエネルギーを持った中性子によるテール部分があることが判る. ここでピークエネルギーを持った中性子に対応するタイミング (黒く塗りつぶした部分) のイベントを抽出し, それらのイベントに対応する発光量分布をグラフにすると図 4.15 のようになる. ただし, 実際の検出器からのアノード信号の大きさ (ADC の出力) と発光量の関係は線形であると仮定し, その基準点は Co 線源 (1.15MeVee) 及び Am-Be 線源 (4.2MeVee) を用いて決定した. また参考のため SCINFUL によって計算された 64.7MeV 中性子に対する発光量分布をガウス分布で平滑化した後の結果も図中に示しておく. 図より, 計算値と実験値は高, 低発光量側で一致しないことが判る. 高発光量側で一致しないのは, PILOT-U に接続している PMT に印加する電圧が奨励値よりもかなり小さい値となっているため高発光量の信号を十分に増幅できず線形性がないからであると考えられる. 低発光量側での不一致の原因ははっきりしていないが, 検出器を鉛コリメータの外に出すと差が小さくなることなどから, 鉛コリメータからの 2 次 γ 線などのバックグラウンドによる寄与ではないかと考えられる. しかし, この差は 4.2MeVee 以下でしか見られず, Am-Be カットの検出効率にはほとんど影響しない. Am-Be カットでの検出効率 ϵ は γ 線によるバックグラウンドの効果を考慮すると次式で求めることができる.

$$\epsilon = \frac{\left(\sum_{i=i_0}^{i_1} \sum_{k=k_0}^{k_{\max}} C(i, k) \right) - \left(\sum_{i=i_1}^{i_2} \sum_{k=k_0}^{k_{\max}} C(i, k) \right) \frac{i_1 - i_0}{i_2 - i_1}}{N}, \quad (4.4)$$

ここで $C(i, k)$ は TDC チャンネル i , ADC チャンネル k となるイベントの数, i_0, i_1 はピークエネルギーの中性子に対応する TDC チャンネルの始点及び終点, i_2 は γ 線のバックグラウンドによる効果を導出するための TDC チャンネルの終点であり, ピークよりも多少早いタイミングに対応したチャンネルを示している (図 4.14 参照). また, k_0 は Am-Be 線源によって較正された 4.2MeVee に対応する ADC のチャンネル, k_{\max} は ADC の最大チャンネルを示している. N は検出器に到達したピークエネルギーを持つ中性子の数を表しており, ^7Li ターゲット近くにある Fission Chamber のカウント数から導出するよう中性子場が較正されている.

このようにして得られた PILOT-U 及び BC418 に対する測定結果は図 4.10 に, NE213 に対する測定結果は図 4.11 に, それぞれ計算値と共に示してある. 図中に示した実験値の誤差は, 主に統計誤差及び較正したピークエネルギー中性子数の誤差に起因するものであり, 最大約 8% 程度となっている.

図 4.10 より, PILOT-U に対する実験値と計算値は全体的に約 20% の範囲内で一致する. また, TIARA での実験結果より, 鉛コリメータの有無による検出効率の変化はほとんどないことが判る. ただし, これは Am-Be カットのようなしきい値を比較的高いレベルに設定した場合に対してのみ当てはまり, Cs カットなど低いレベルに

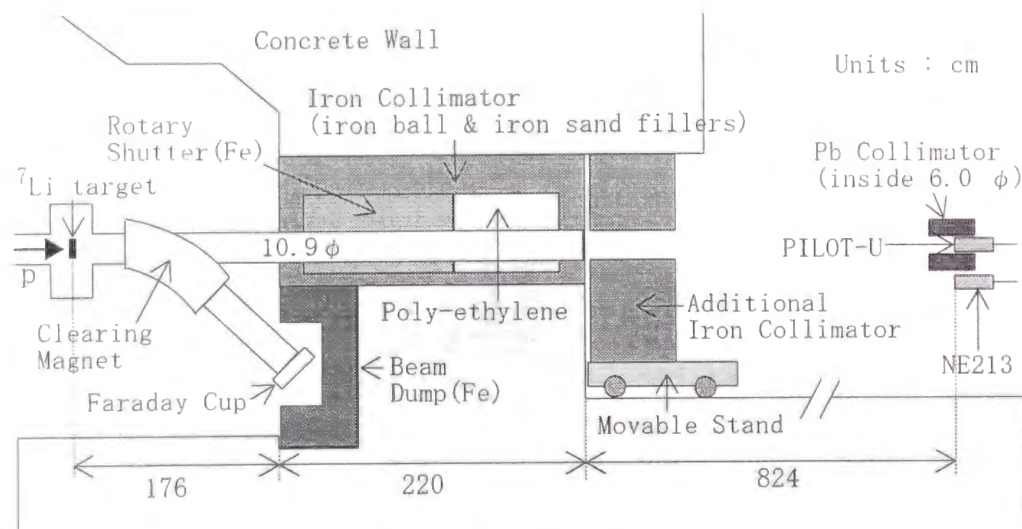


図 4.12: TIARA での検出効率測定実験の実験配置図の例.

しきい値を設定した場合は鉛コリメータの中にある検出器の方が検出効率は大きくなる. 一方 BC418 に対する検出効率は, TIARA で中性子エネルギーが 64.7MeV に対してのみ測定しているが, PILOT-U に対する測定値よりもやや大きい値となっている. この測定値の差は PILOT-U と BC418 の体積の差 (4%) より大きくなっているが, この 4% の差を考慮すると測定値同士は誤差の範囲内で一致していると言える. また図 4.11 より NE213 に対しても測定値と計算値はほぼ一致していると言える.

以上のような考察から, 次節で示す PAL での中性子測定に対する解析の際に使用する検出効率には, 第 4.3.1 節で導出した計算値をそのまま使用することにした. また, その検出効率の誤差による中性子収率の誤差は約 20% 程度である.

4.4 データ解析

第 4.2 節で得られた生データは, 4.2MeV 以上の発光量を持ったイベントから来る信号と電子ビームのパルスから来る信号との時間差に対するスペクトルデータである. これらのデータは遮蔽計算や計算コードのベンチマーク実験値として直接使用することはできない. したがって, 得られた生データを遮蔽計算やベンチマーク実験値として使用できる, ターゲットから 90° 方向に放出された中性子のエネルギースペクトル (neutron/MeV/sr/incident electron) に変換する必要がある. この節ではその変換方法について説明する.

4.4.1 飛行時間スペクトル

粒子の飛行時間スペクトルを導出するには, MCS もしくは TDC のチャンネルを飛行時間に変換する必要がある. 変換は, γ -flash によるピークチャンネルを基準に行う. γ -flash は, フライトパスの長さを $L(m)$, 光速度を $c(m/s)$ とすると常に電子がター

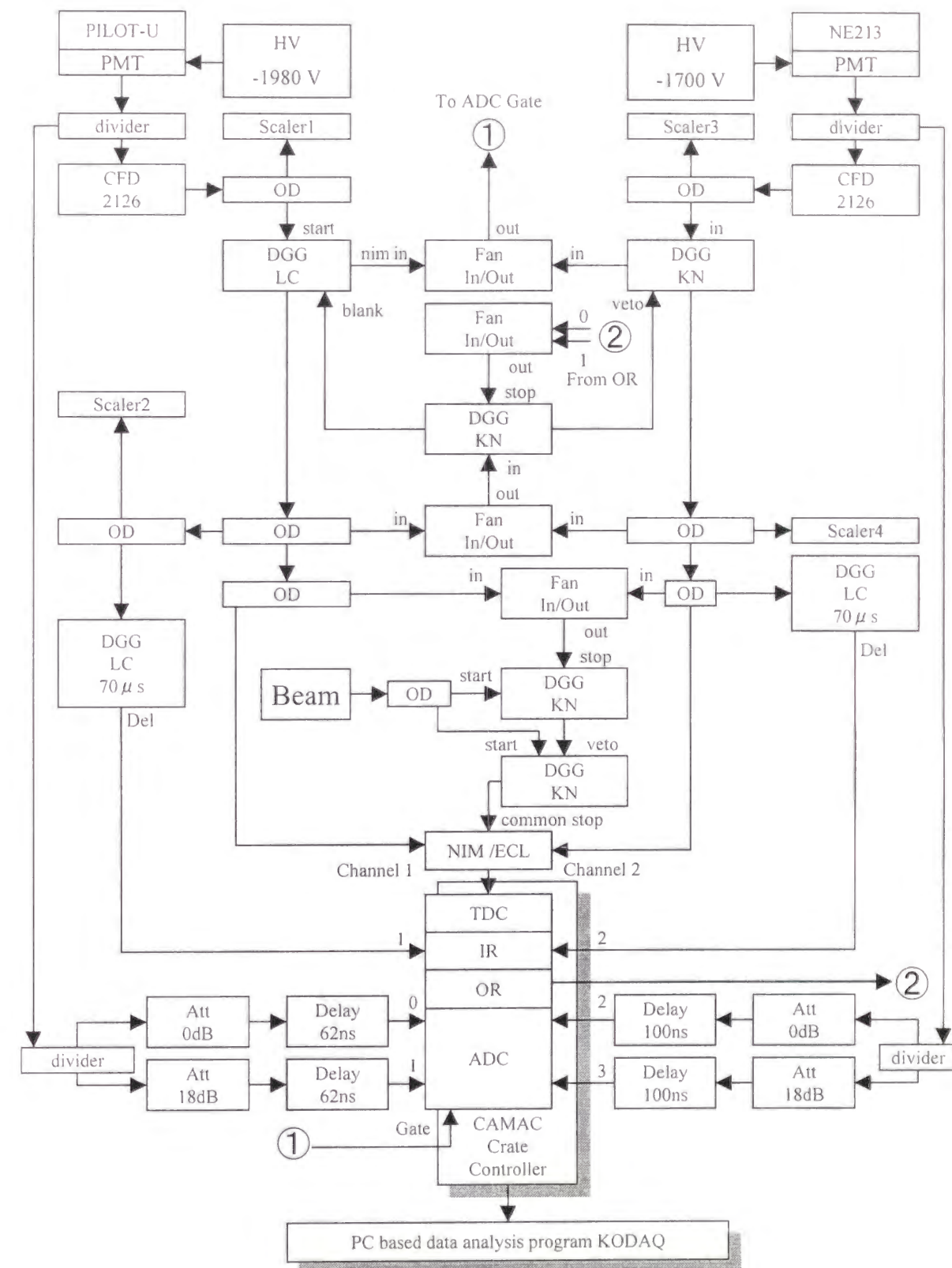


図 4.13: TIARA で 2 つの検出器に対して同時に検出効率を測定した時の回路図. 各モジュールの略称は図 4.4 及び図 4.5 で示したものと同一である.

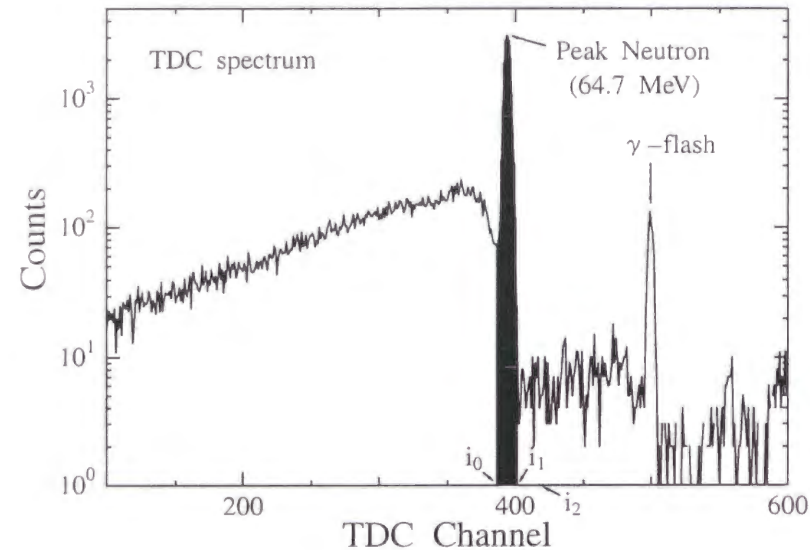


図 4.14: TIARA(ピーク中性子エネルギー 64.7MeV) で測定された時間スペクトルの例.

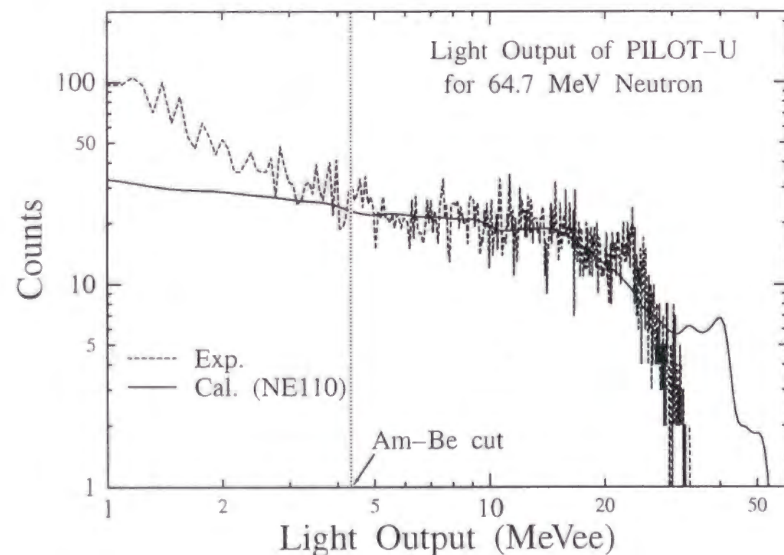


図 4.15: TIARA(ピーク中性子エネルギー 64.7MeV) で測定された発光量分布の例.

ゲットに入射されたタイミングから L/c (s) 後に検出器に到達する. したがって, TDC チャンネルが x となる粒子の飛行時間 $T(x)$ (s) は, γ -flash に対応するチャンネルを x_γ とすると,

$$T(x) = (x_\gamma + L/c - x) T_{\text{bin}}, \quad (4.5)$$

と表すことができる. ここで T_{bin} は TDC の 1 チャンネル当たりの時間幅を表しており, MCS, TDC 共に 0.5ns に設定した. また, この式は common stop モードである TDC を用いた測定に対応する式であり, common start モードである MCS を用いた測定に対しては符号が逆になる.

このようにして求めた飛行時間 $T(x)$ に対応する中性子の運動エネルギー $E_n(x)$ (MeV) は次式によって求めることができる.

$$E_n(x) = M_n c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right), \quad (4.6)$$

ここで M_0 は中性子の静止質量を表しており, $M_0 c^2$ で 939.565(MeV) となる. β は中性子の速度 $V_n(x)$ を光速で割った無次元定数であり,

$$\beta = \frac{V_n(x)}{c} = \frac{L}{c T(x)}, \quad (4.7)$$

と表すことができる.

測定された飛行時間スペクトルの例を図 4.16 及び図 4.17 に示す. ただし, これらのスペクトルは入射電子数に対して規格化されており, X 軸上側にはその飛行時間に対応する中性子のエネルギーが表示されている. 図 4.16 は飛行距離が 557.5cm の場合の Sn12.1cm ターゲットに対する結果を示しており, 飛行時間が約 19ns のところに γ -flash による大きなピークがある. γ -flash によるピークの大きさは鉛板が薄くなるほど大きくなり, それに従ってその直後にある検出器の不感時間も長くなる. またバックグランド測定によるカウント率は, 短い飛行時間に対しては 25cm の鉛板を置いた場合の 1/10 程度ある.

一方, 図 4.17 は飛行距離が 1040.5cm の場合の Pb5.5cm ターゲットに対する結果を示しており, 飛行時間が約 35ns のところに γ -flash によるピークがある. 図より, γ -flash 後にある検出器の不感時間は飛行距離が 557.5cm の場合と比べて短く, 測定可能な中性子の最大エネルギーが大きくなっていることが判る. また, 飛行距離が長くなったためカウント率が全体的に小さくなっているが, 本測定でのカウント率に対するバックグランド測定でのカウント率の割合も飛行距離が 557.5cm の時と比べて小さくなっている.

測定に対する時間分解能及びエネルギー分解能は γ -flash によるピークの幅を用いて導出した. いくつかの飛行時間スペクトルに対して, その γ -flash に対応するピークをガウス関数でフィッティングすると, その幅の平均値は飛行距離が 557.5cm の場合は 1.04ns, 1040.5cm の場合は 1.32ns であった. この幅を作る主な原因はビームパルスがある一定の時間幅 (約 1ns) を持っているからであると考えられる. この幅より計算した中性子エネルギー分解能は, 中性子エネルギー 55MeV 付近に対して 2.2MeV(飛行距離 557.5cm の場合) 及び 1.5MeV(1040.5cm), 200MeV 付近に対して 14MeV(557.5cm) 及び 11MeV(1040.5cm) となっている. ただし, 実際の解析で用いる中性子エネルギー

ピンの幅(次節参照)は、統計誤差を小さくするためこれらのエネルギー分解能よりも大きい値となっている場合が多い。

4.4.2 ターゲット表面での中性子スペクトル

前節で得られた飛行時間スペクトルには γ 線など中性子以外によるイベントの寄与も含まれている。しかし、PILOT-UやBC418はその性質上中性子によるイベントと γ 線などによるイベントを区別することはできない。またNE213は波形弁別法を用いて中性子による発光と γ 線による発光を区別することができるが、前述の理由によりその弁別は行っていない。したがって γ -flashによるイベント及び正規のフライトパス以外のルートから検出器に到達した粒子によるイベント以外は全て中性子によるイベントであると仮定する必要がある。 γ -flashによるイベントはタイミングで除去でき、正規のフライトパス以外からの粒子によるイベントはバックグランド測定のカウント率より除去できるからである。

このような仮定を行うには、フライトパス上に置く鉛板を厚くして検出器に到達する中性子数に対する γ 線の割合を極力小さくする必要がある。しかし、鉛板を厚くすればするほど中性子に対する減衰も大きくなり、ターゲット表面での中性子スペクトルを求めるにはより正確な中性子の減衰に対する補正方法が求められる。本研究では核子輸送モンテカルロ計算コードシステムであるLCS[21](LAHET2.7 version)を用いてその補正を行った。LCSとは、追跡している粒子のエネルギーが20MeV以上の場合は核内カスケードモデルを用いた計算コードLAHET2.7[21]で計算し、それ以下のエネルギーになった場合は断面積データとしてENDF/B-VI[122]などの評価済み核データファイルを用いた計算コードMCNP4B[123]によって計算するように2つのコードを繋げたコードシステムである。

モンテカルロ計算コードを用いて補正を行う際、中性子の弾性散乱の扱い方が大きな問題となる。鉛板の位置から見た検出器の立体角は非常に小さいため、微少な散乱角を持った弾性散乱が非常に重要となるからである。MCNP4Bではこの弾性散乱をENDF/B-VIなどの評価済み断面積データを用いて非常に丁寧に扱っているが、LAHET2.7ではあまり丁寧に扱っているとは言えない。LAHETでは100MeV以上の中性子と鉛の弾性散乱は全て散乱角が0の仮想弾性散乱と仮定し、100MeV以下の中性子との弾性散乱に対してもその約90%が仮想弾性散乱と仮定しているからである。したがって、MCNP4Bと同じく鉛と中性子の弾性散乱に対する微分断面積(mb/sr)としてENDF/B-VIの評価済み断面積データの値を用いるようにLAHET2.7を改良した。ただし、高エネルギー中性子に対するデータはENDF/B-VIに含まれていないため、そのようなエネルギー領域に対してはENDF/B-VIの高エネルギー版であるENDF/HE-VI[122]のデータを代用するようにした。

鉛板による中性子の減衰補正方法

このように改良したコードを用いて鉛板を透過して検出器に到達する中性子の確率を計算した。その際、計算による誤差を小さくするため、中性子とその発生した方向によって2つの成分に分けて、それぞれの成分の中性子に対する検出器到達確率を別々

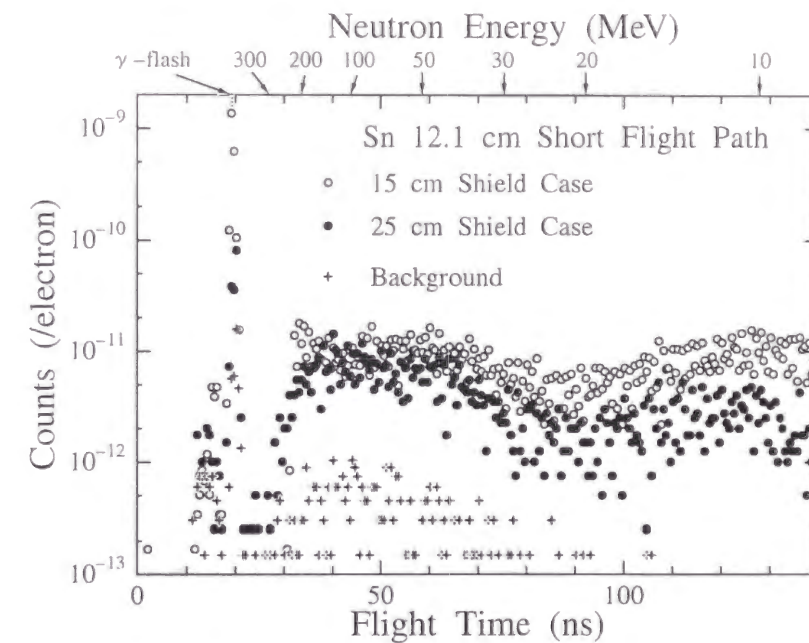


図 4.16: Sn 12.1cm ターゲット、飛行距離 557.5cm の場合に対する飛行時間スペクトルの例。○及び●はフライトパス上の鉛板が15cm 及び25cm に対する結果であり、+ はバックグランドによる結果を表している。また X 軸上側にはその飛行時間から式(4.6)によって求めたその飛行時間に対応する中性子のエネルギーを示しておく。

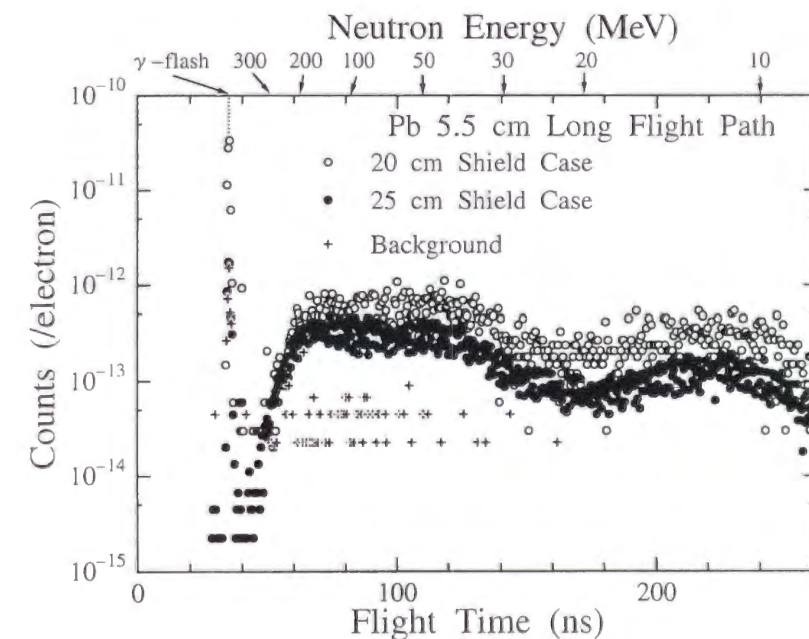


図 4.17: Pb 5.5cm ターゲット、飛行距離 1040.5cm の場合に対する飛行時間スペクトルの例。○及び●はフライトパス上の鉛板が20cm 及び25cm に対する結果であり、+ はバックグランドによる結果を表している。

にシミュレーションした。その発生方向による分類方法は、図 4.18 に示してあるように、直接検出器に向かって放出される中性子が第 1 成分に分類され、コンクリートコリメータの出口方向に向かって放出される中性子から第 1 成分に属する中性子を除いたものが第 2 成分に分類される。これ以外の方向に放出された中性子が検出器に到達する確率は、これらの成分に属する中性子が到達する確率と比べて非常に小さいため無視することができる。

計算によって求められた第 1 成分に属するエネルギー E の中性子が飛行中にエネルギーを失うことなく検出器に到達する確率 $P_1(E)$ は、単純に全断面積を用いて計算した透過率とほぼ一致する。

$$P_1(E) \sim \exp(-\sigma_t(E)N_{\text{pb}}L_s), \quad (4.8)$$

ここで L_s は鉛板の厚さを示しており、 $\sigma_t(E)$ はエネルギー E の中性子に対する鉛の全断面積を表している。これは、検出器に到達した第 1 成分に属する中性子は、そのほとんどが一度も散乱されることなく直接検出器に到達していることを示している。また、鉛板中で非弾性散乱された中性子が検出器に到達する確率は $P_1(E)$ と比べて十分に小さいため無視することができる。

一方、第 2 成分に属する中性子が検出器に到達するには、鉛板中で弾性、もしくは非弾性散乱される必要があり、その到達確率は第 1 成分に属する中性子と比べて小さい。しかし、ターゲットから見た測定孔出口に対する立体角は、検出器に対する立体角よりもはるかに大きいため、鉛板が厚くなってくるとその確率を無視することができなくなる。またその際、弾性散乱されて検出器に到達する中性子だけでなく、非弾性散乱されて到達する中性子の確率も考慮する必要がある。したがって、第 2 成分の中性子が検出器に到達する確率は、その中性子の初期エネルギー E_i と到達したときのエネルギー E_f の関数 $P_2(E_i, E_f)$ と表す必要がある。このように定義した場合、第 2 成分に属する中性子が弾性散乱されて検出器に到達する確率は $P_2(E_i, E_i)$ で表される。

ターゲット表面から放出される中性子のエネルギースペクトルを導出する際、飛行距離が 557.5cm の場合は 8～500MeV まで 17 群、1040.5cm の場合は 8～600MeV まで 55 群のエネルギー群を設定し、各エネルギー群に対する中性子の収率 (/MeV/sr/incident electron) を導出した。 k 番目のエネルギー群 (下限エネルギー $E_{l\ k}$, 上限エネルギー $E_{u\ k}$) に対するターゲット表面での中性子の収率 Y_k (/MeV/sr/incident electron) は、前述の確率 P_1, P_2 , 検出効率 ϵ , さらにそのエネルギー群に対するカウント率 C_k (/MeV/incident electron) を用いて次式で表すことができる。

$$Y_k = \frac{C_k(E_{u\ k} - E_{l\ k}) - S_{i,k}}{P_k \epsilon(E_{m\ k}) \phi_2 (E_{u\ k} - E_{l\ k})}, \quad (4.9)$$

ここで ϕ_2 はターゲットから見た測定孔出口方向に対する立体角 (図 4.18 参照), $\epsilon(E_{m\ k})$ は k 番目のエネルギー群の midpoint エネルギー $E_{m\ k}$ に対する検出効率を表している。 $S_{i,k}$ は非弾性散乱した中性子による影響を表しており、後で詳しく説明する。またカウント率 C_k は時間スペクトル $N(t)$ 及びバックグラウンド測定に対する時間スペクトル $N_b(t)$ を用いて、

$$C_k = \frac{\int_{T(E_{l\ k})}^{T(E_{u\ k})} \{N(t) - N_b(t)\} dt}{E_{u\ k} - E_{l\ k}}, \quad (4.10)$$

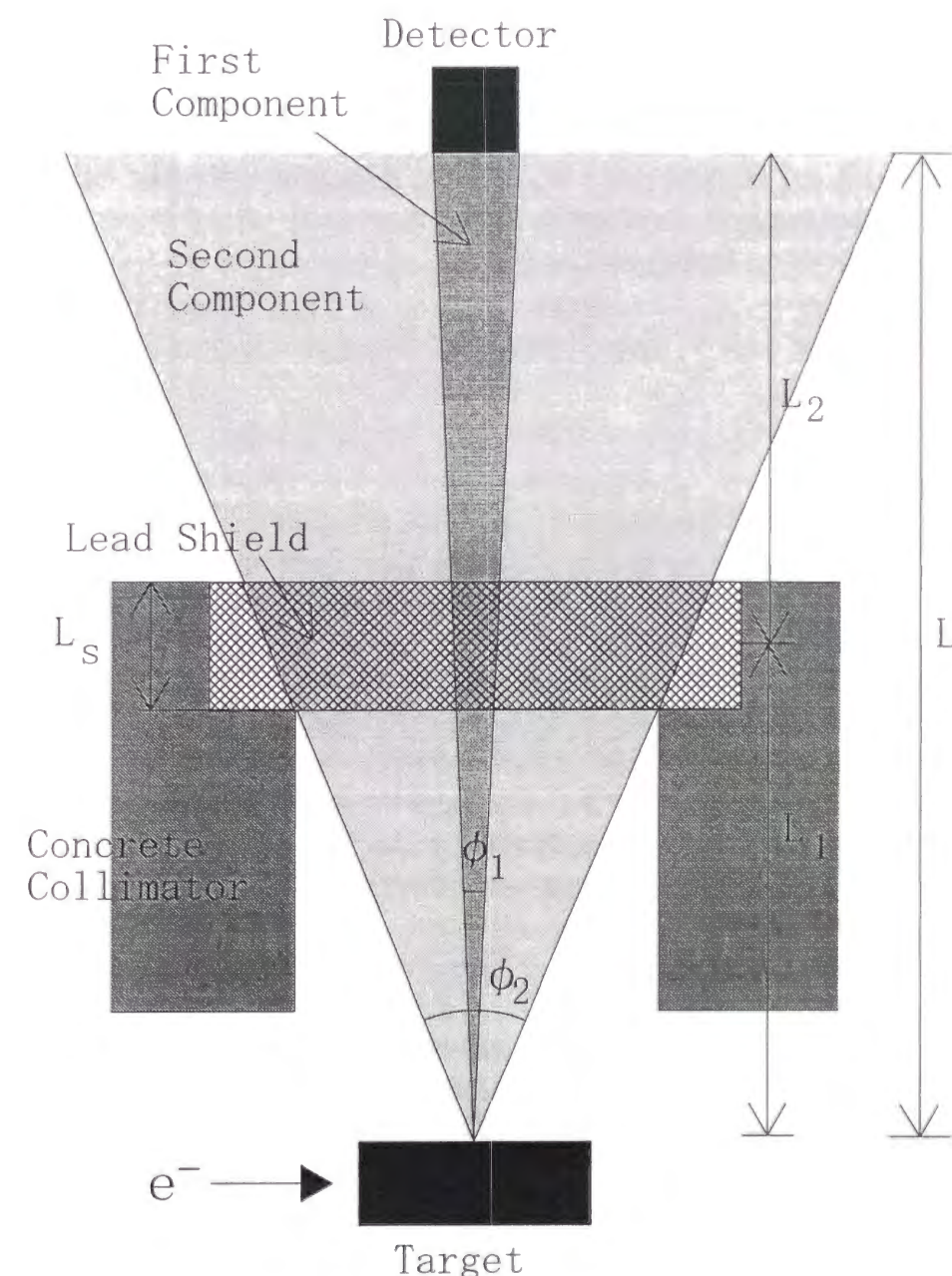


図 4.18: 中性子の鉛板による減衰効果に対する補正計算の概念図。

と表すことができる。ここで $T(E)$ はエネルギー E の中性子に対する飛行時間であり、 $T(E) = L/V_n(E)$ と表すことができる。 $V_n(E)$ はエネルギー E の中性子の相対論的速度であり、式 (4.6) の逆関数として求められる。また P_k は測定孔出口方向に放出された中性子が鉛板で非弾性散乱を起こさずに検出器に到達する確率を示しており、次式で表される。

$$P_k = \frac{\phi_1}{\phi_2} P_1(E_{m\ k}) + \frac{\phi_2 - \phi_1}{\phi_2} P_2(E_{m\ k}, E_{m\ i\ k}), \quad (4.11)$$

ここで ϕ_1 はターゲットから見た検出器の立体角を示している (図 4.18 参照)。

式 (4.9) 中の $S_{i,k}$ は初期中性子エネルギーが i 番目のエネルギー群にあった中性子が鉛板で非弾性散乱を起こし減速され、 k 番目のエネルギー群の中性子の収率に影響を及ぼす確率であり、次式で表すことができる。

$$S_{i,k} = \sum_{j=k+1}^j Y_j \epsilon \left(\frac{E_{l\ i,k} + E_{u\ i,k}}{2} \right) (E_{u\ i} - E_{l\ i}) \times \int_{E_{l\ i,k}}^{E_{u\ i,k}} P_2(E_{i\ k}, E) dE, \quad (4.12)$$

ここで j は全エネルギー群数を示している。 $E_{l\ i,k}$ は i 番目のエネルギー群に属していた中性子が鉛板で減速された後のエネルギーを表しており、その値はその飛行時間がエネルギー $E_{l\ k}$ の中性子がエネルギーを失わずに検出器に到達した飛行時間と同じになるように決定される。すなわち $E_{l\ i,k}$ は以下の関係を満たすような中性子のエネルギーを表している。

$$\frac{L}{V_n(E_{l\ k})} = \frac{L_1}{V_n(E_{m\ i})} + \frac{L_2}{V_n(E_{l\ i,k})} \quad (4.13)$$

ここで L_1 及び L_2 は、図 4.18 に示したようにターゲット表面から鉛板の中心までの距離及びその点から検出器までの距離を表している。同じく、 $E_{h\ i,k}$ は以下のような関係を満たすような中性子のエネルギーを表している。

$$\frac{L}{V_n(E_{h\ k})} = \frac{L_1}{V_n(E_{m\ i})} + \frac{L_2}{V_n(E_{h\ i,k})} \quad (4.14)$$

このように k 番目のエネルギー群に属する中性子の収率 Y_k は、 $i \leq k+1$ 番目のエネルギー群の中性子収率 Y_i の大きさに依存するため、式 (4.9) を用いて収率を計算する際は、高エネルギー側の中性子に対する収率から順番に計算していく必要がある。

4.5 結果及び考察

4.5.1 測定条件による中性子スペクトルの依存性及び誤差の評価

鉛板による中性子の減衰補正方法に対する検討

前節の解析方法によってターゲット表面での中性子スペクトルを導出する際、 γ -flash のタイミングで検出されるイベント以外は、バックグラウンド測定で観測されたカウント率を除いて全て中性子によるイベントであると仮定している。したがって、 γ 線や荷電粒子などによるイベントが多く含まれている場を測定した場合には、式 (4.9) で

求められる収率は鉛板の厚さに大きく依存してしまうと考えられる。なぜなら、中性子の鉛に対する透過力は、 γ 線や荷電粒子と比べてはるかに大きいからである。したがって、同じターゲットで鉛板の厚さの違うデータを比較することによって、中性子の減衰補正方法に対する妥当性の検討ができるだけでなく、スペクトルへの γ 線や荷電粒子などによる寄与の大きさについても検討することができる。

例として、鉛板による中性子の減衰補正を行う前後の中性子スペクトルの、鉛板の厚さに対する依存性を図 4.19 及び図 4.20 に示す。図 4.19 は飛行距離が 557.5cm の場合の Sn12.1cm ターゲットに対する結果を、図 4.20 は飛行距離が 1040.5cm の場合の Pb5.5cm ターゲットに対する結果を示している。また、両図とも PILOT-U によって測定された結果である。これらの図より、減衰補正前のデータは鉛板が厚くなるに従ってスペクトルが小さくなっているが、補正後のデータは鉛板の厚さにはほとんど依存せず、一部のエネルギー領域を除いて約 20% の範囲内でほとんど一致していることが判る。また図中のエラーバーは統計による誤差のみを示しており、系統的な誤差は含まれていない。

飛行距離別に詳しく見てみると、557.5cm の場合は 10MeV 以下の低エネルギー領域で補正後の収率も鉛板が厚くなるに従って小さくなることが判る。これはこの領域の中性子による発光量が非常にしきい値の近くであるため、しきい値に満たない低発光量の γ 線などと同時に計測された場合など微妙な発光量の変化によって検出効率が大きく変わってしまうためであると考えられる。また中性子エネルギーが 20 ~ 40MeV 程度で、同じく鉛板の厚さの増加と共に収率が小さくなっていく傾向が見られる。これは、LAHET などの核内カスケードモデルを用いた計算コードの共通の欠点として、入射粒子のエネルギーが低い場合 (~100MeV)、前方に非弾性散乱される粒子の収率を過大評価してしまうという問題があるため、鉛板で非弾性散乱されて検出器に到達した中性子による影響を過大評価しているためであると考えられる。ただし、非弾性散乱された中性子による寄与は、鉛板がそれほど厚くない場合に対してはほとんど影響しないため、このエネルギー領域では鉛板があまり厚くないデータ (~25cm) の方が正しいと考えられる。一方、300MeV 以上の中性子に対する収率は、鉛板が厚くなると逆に大きくなる傾向にあることが判る。これは、これらの中性子の飛行時間は γ 線の飛行時間とそれほど差がないため、 γ -flash による検出器の不感時間中、もしくは不感時間から立ち直った直後に検出器に到達している可能性が高く、正しく収率を測定できていないためであると考えられる。中性子が不感時間中に到達するとカウントされず収率は小さくなり、不感時間直後に到達すると γ -flash のテールが残っているため小さい発光量でもしきい値を越えてしまい収率が逆に大きくなるからである。

一方、飛行距離が 1040.5cm の場合は、300MeV 以上の高エネルギー領域を除いて補正後の中性子の収率は鉛板厚にほとんど依存しないことが判る。中性子エネルギーが 300MeV 以上になると、鉛板が 15cm に対するデータが非常にばらついてくるが、これは飛行距離 557.5cm での測定の場合と同じく検出器の不感時間の影響で収率が正しく測定できていないためであると考えられる。

このような検討を他のターゲットに対しても行った結果、飛行距離が 557.5cm の場合、約 10Xo の厚いターゲット (Cu14.0cm, Sn12.1cm, Pb5.5cm) に対しては 25cm 以上、それ以外の薄いターゲットに対しては 10cm 以上の鉛板を置けば、補正後のスペクトルは前述の例外的なエネルギー領域を除いてほぼ一定となることが判った。一

方、飛行距離が1040.5cmの場合、厚いターゲット (Cu14.0cm, Sn12.1cm, Pb5.5cm, Bi8.2cm) に対しては20cm以上、それ以外の薄いターゲットに対しては5cm以上の鉛板を置けばほぼ一定となることが判った。これらの値より厚い鉛板を置いても統計が悪くなるだけであるため、この厚さを各ターゲットに対する最適な鉛板厚とした。ただし、飛行距離が1040.5cmの場合のAl4.0cm以外の薄いターゲットに対しては、測定時間の関係から10cmの鉛板を置いたデータの方が5cmの鉛板を置いたデータよりも統計が良かったため、10cmを最適な鉛板厚とした。以下、本論文の議論で用いるデータは全てこの最適な厚さの鉛板を置いた場合のデータである。また、 γ 線や荷電粒子などによるバックグラウンドによる誤差を含めた鉛板による中性子減衰補正方法による誤差は、前述の例外的なエネルギー領域を除き約20%程度であると考えられる。

検出器の違いによる中性子スペクトルの差

次に、検出器の違いによる中性子スペクトルの差について検討する。図4.21に、Pb5.5cmターゲットに対する中性子スペクトルをPILOT-U, NE213, BC418を用いて測定した結果を示す。前述のようにNE213, BC418での測定はPb5.5cmターゲット、飛行距離1040.5cmの場合しか行っていないため、これ以外の条件に対してこのような比較を行うことはできない。図より、それぞれの検出器によって測定されたスペクトルは、15MeV以下の低エネルギー領域及び250MeV以上の高エネルギー領域を除いて約40%の範囲内ではほぼ一致している。この40%という値は、第4.3で結論づけた検出効率の誤差20%より大きい値となっているが、40%の差にはビームカレントや統計による誤差も含まれており、一概に検出効率による誤差が40%と結論づけることはできない。ただし、ビームカレントによる誤差が10%、統計誤差が15～250MeVの範囲内では約20%程度であることを考えると、検出効率による誤差は約30%あると考える必要がある。これは、TIARAなどで測定した検出効率は、1ビームパルス中に複数のイベントが検出されることが非常に少ない場で測定しているのに対し、PALでの測定ではそのような複数イベント検出が数多く存在し、検出器の減衰時間の長さなどにも検出効率が依存してしまうためであると考えられる。

また、高エネルギー領域で検出器によって中性子収率が変化するの、検出器や光電子増倍管の特性や個体差によって γ -flashによる不感時間が違うためであると考えられる。一方、低エネルギー領域で差がある原因ははっきりと判っていないが、このような低エネルギー領域の検出効率はCFDのしきい値電圧に大きく依存してしまうことなどが原因の一部であると思われる。このような低、高エネルギー領域に対する検出効率による誤差はファクター2程度である。

飛行距離の違いによる中性子スペクトルの差

次に、飛行距離の違いによる中性子スペクトルの差について検討する。図4.22に、Pb5.5cmターゲットに対する中性子スペクトルをPILOT-Uで測定した場合の、飛行距離557.5cm及び1040.5cmに対する結果を示す。図より、20MeV以下の低エネルギー領域及び300MeV以上の高エネルギー領域を除いてほとんど一致していることが判る。高エネルギー及び低エネルギー領域で一致しない原因は、検出器の違いによって一致

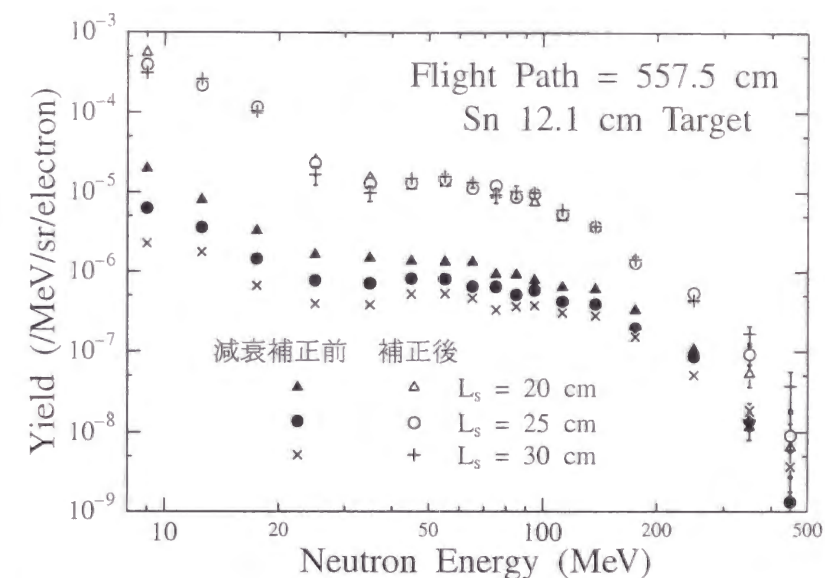


図 4.19: 鉛板による中性子の減衰補正を行う前後の中性子スペクトルの鉛板厚に対する依存性 (Sn12.1cm ターゲット, 飛行距離557.5cm). \blacktriangle , \bullet , \times はそれぞれ鉛板厚20cm, 25cm, 30cmに対する減衰補正前の結果を, \triangle , \circ , $+$ はそれぞれの鉛板厚に対する減衰補正後の結果を示している。

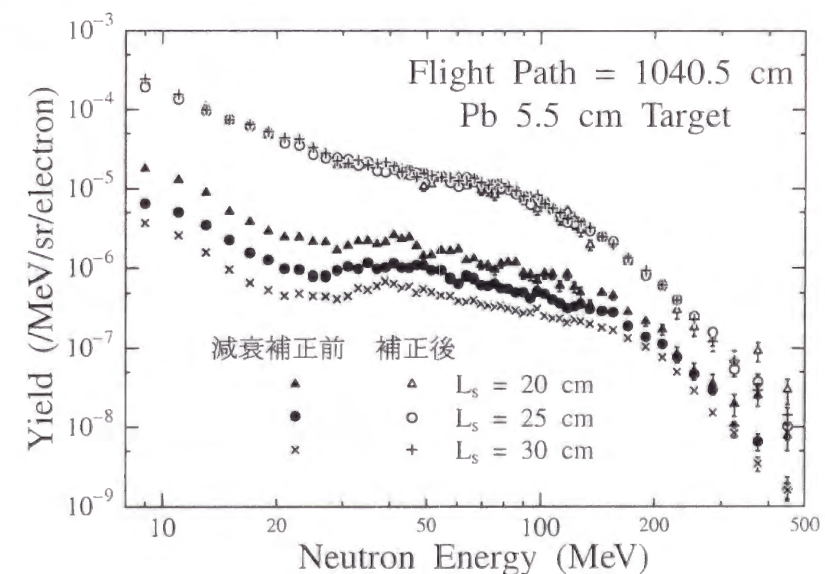


図 4.20: 鉛板による中性子の減衰補正を行う前後の中性子スペクトルの鉛板厚に対する依存性 (Pb5.5cm ターゲット, 飛行距離1040.5cm). \blacktriangle , \bullet , \times はそれぞれ鉛板厚15cm, 20cm, 25cmに対する減衰補正前の結果を, \triangle , \circ , $+$ はそれぞれの鉛板厚に対する減衰補正後の結果を示している。

しなかった原因と同じく、不感時間の差及び CFD のしきい値による検出効率の変化が原因であると考えられる。一般的に飛行距離が長い場合に対するデータの方が精度が良いと考えられるため、飛行距離が 557.5cm の場合は今まで述べた誤差以外に低エネルギー領域で約 30%、高エネルギー領域で約 50% の追加誤差があると考えられる。

誤差評価

これまでの考察の結果から結論づけられた中性子スペクトルの実験値に対する誤差についてまとめておく。まず、中性子エネルギーに依存しない誤差として、ビームカレントによる誤差が約 10% 程度ある。これ以外の系統的な誤差は全て中性子エネルギーに依存しており、一般的に低エネルギー領域（約 20MeV 以下）及び高エネルギー領域（約 250MeV 以上）で大きくなり、その間の中エネルギー領域では比較的小さい。また、10MeV 以下の非常に低いエネルギー及び 400MeV 以上の非常に高いエネルギーに対する中性子の収率は、実験条件によって非常に大きく変化するため正しく測定できていないと考えられる。

このような系統的誤差としては、 γ 線など多粒子によるバックグラウンドによる寄与を含めた鉛板による中性子の減衰補正方法による誤差があり、低、中エネルギー領域では約 20%、高エネルギー領域では約 50% となっている。また中性子の検出効率による誤差は、低、高エネルギー領域でファクター 2 程度、中エネルギー領域で約 30% となっている。またこれ以外に、飛行距離が 557.5cm に対するデータは低エネルギー領域で約 30%、高エネルギー領域で約 50% の追加誤差があると考えられる。

4.5.2 結果

測定したターゲット表面での中性子スペクトル (/MeV/sr/incident electron) の結果を各ターゲットごとに図 4.23 ~ 図 4.28 に示す。図中には、測定値に対応する計算値（その計算方法は第 4.5.3 節参照）も合わせて示しておく。測定値は PILOT-U、最適鉛板厚（第 4.5.1 節参照）に対するデータであり、飛行距離 557.5cm、1040.5cm 共に測定しているターゲットに対しては 1040.5cm で測定したデータを表示している。また測定値のエラーバーは統計による誤差のみ示しており、これ以外に第 4.5.1 節で検討した系統的な誤差があることに注意する必要がある。

これらの図より、ターゲットが薄くなると共に中性子の収率が小さくなり、その減少率は低エネルギー中性子に対する収率の方が大きい。これは、低エネルギー中性子は主に低いエネルギーの光核反応によって生成され、低エネルギー光子のターゲット内での飛跡長はターゲット長の増加と共に大きく増加するからである。また、ほぼ同じ放射長のターゲットに対する中性子収率を比較すると、質量数の大きいターゲットの場合の収率の方が小さくなることが判る。この中性子収率のターゲット依存性については第 4.5.5 で詳しく検討する。

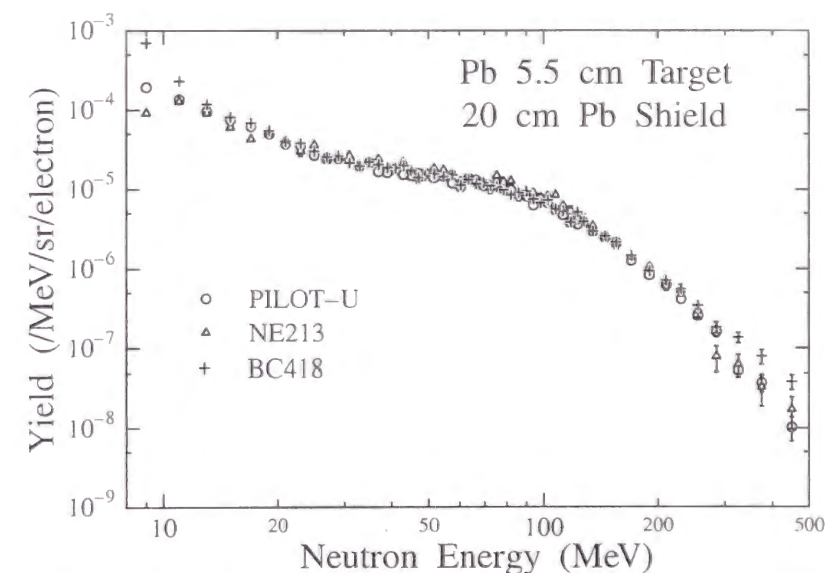


図 4.21: 飛行距離 1040.5cm で測定した Pb5.5cm ターゲットに対する中性子スペクトルの検出器依存性。○, △, + はそれぞれ PILOT-U, NE213, BC418 で測定した結果を示している。

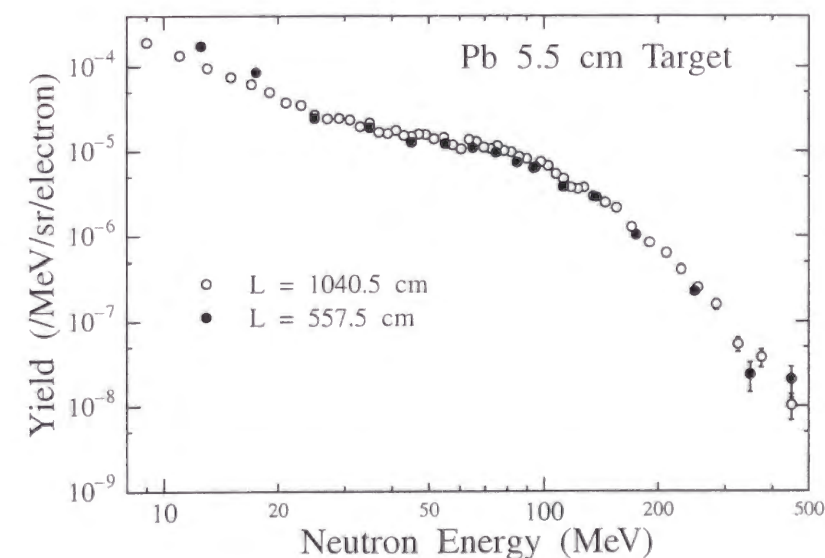


図 4.22: PILOT-U で測定した Pb5.5cm ターゲットに対する中性子スペクトルの飛行距離依存性。○及び●はそれぞれ飛行距離 1040.5cm 及び 557.5cm に対する結果を示している。

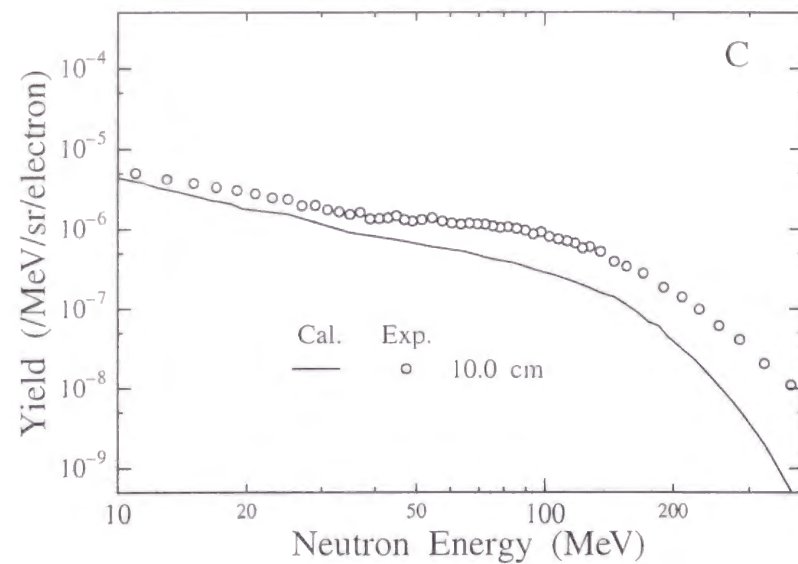


図 4.23: 2.04GeV 電子1 個が C ターゲットに入射した時に、ターゲット表面から 90° 方向に放出される中性子スペクトルの測定、計算結果. ○はターゲット厚 10.0cm に対する測定結果を、実線は計算結果を示している. 測定値は PILOT-U、最適鉛板厚 (第 4.5.1 節参照) に対するデータであり、飛行距離 557.5cm, 1040.5cm 共に測定しているターゲットに対しては 1040.5cm で測定したデータを表示している. 図中の誤差は統計による誤差のみ示しており、これ以外に第 4.5.1 節で検討した系統的な誤差がある. また、計算方法については第 4.5.3 節で説明している.

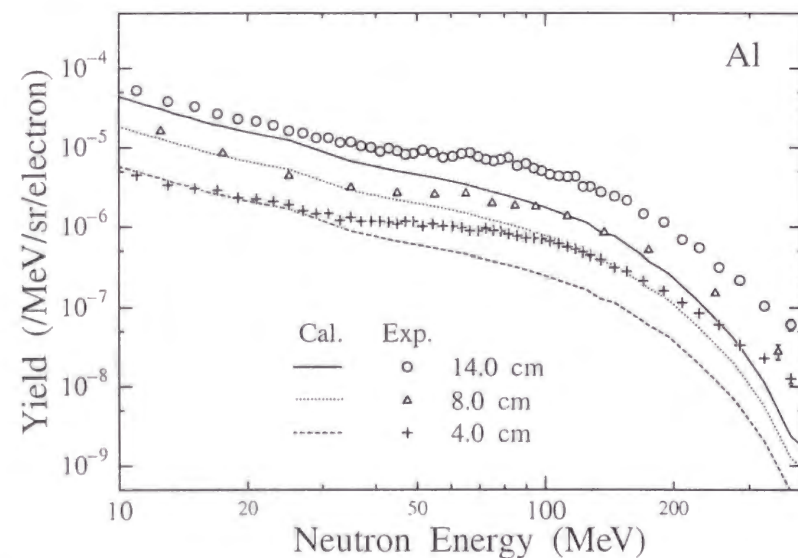


図 4.24: 2.04GeV 電子1 個が Al ターゲットに入射した時に、ターゲット表面から 90° 方向に放出される中性子スペクトルの測定、計算結果. ○, △, ×はそれぞれターゲット厚 14.0, 8.0, 4.0cm に対する測定結果を、実線、点線、破線はそれに対応する計算結果を示している. 測定条件、表示誤差、計算方法については図 4.23 に対するキャプションで説明している.

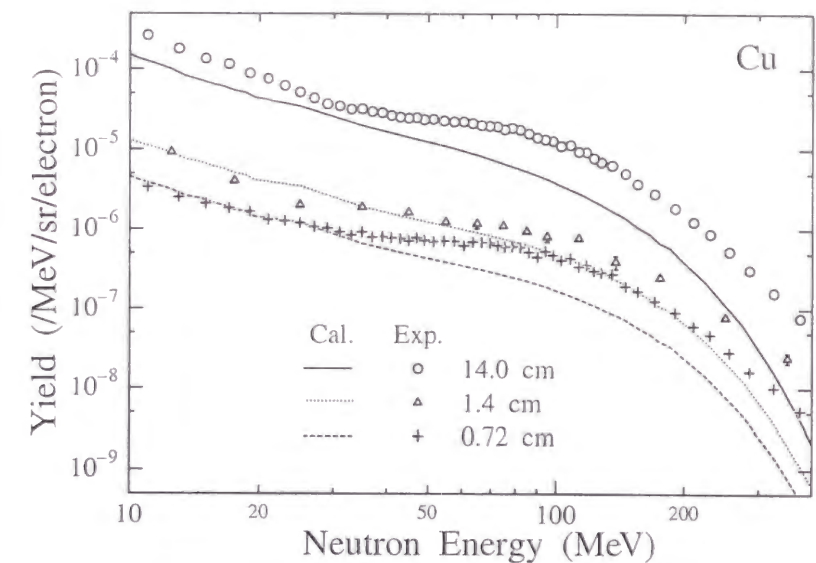


図 4.25: 2.04GeV 電子1 個が Cu ターゲットに入射した時に、ターゲット表面から 90° 方向に放出される中性子スペクトルの測定、計算結果. ○, △, ×はそれぞれターゲット厚 14.0, 1.4, 0.72cm に対する測定結果を、実線、点線、破線はそれに対応する計算結果を示している. 測定条件、表示誤差、計算方法については図 4.23 に対するキャプションで説明している.

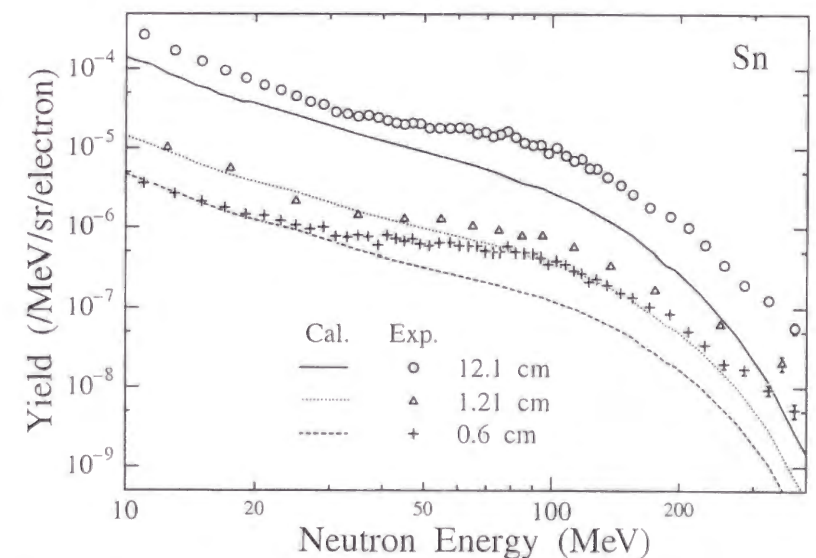


図 4.26: 2.04GeV 電子1 個が Sn ターゲットに入射した時に、ターゲット表面から 90° 方向に放出される中性子スペクトルの測定、計算結果. ○, △, ×はそれぞれターゲット厚 12.1, 1.21, 0.6cm に対する測定結果を、実線、点線、破線はそれに対応する計算結果を示している. 測定条件、表示誤差、計算方法については図 4.23 に対するキャプションで説明している.

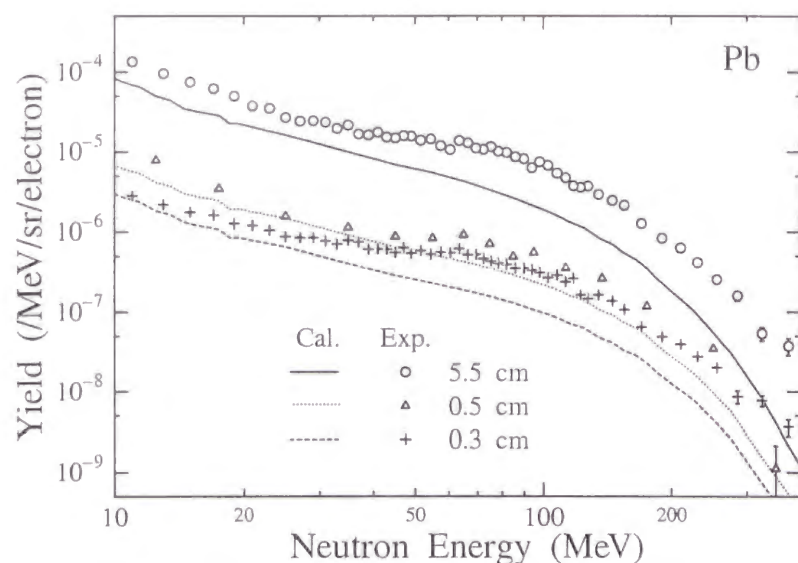


図 4.27: 2.04GeV 電子 1 個が Pb ターゲットに入射した時に、ターゲット表面から 90° 方向に放出される中性子スペクトルの測定、計算結果。○, △, × はそれぞれターゲット厚 5.5, 0.5, 0.3cm に対する測定結果を、実線、点線、破線はそれに対応する計算結果を示している。測定条件、表示誤差、計算方法については図 4.23 に対するキャプションで説明している。

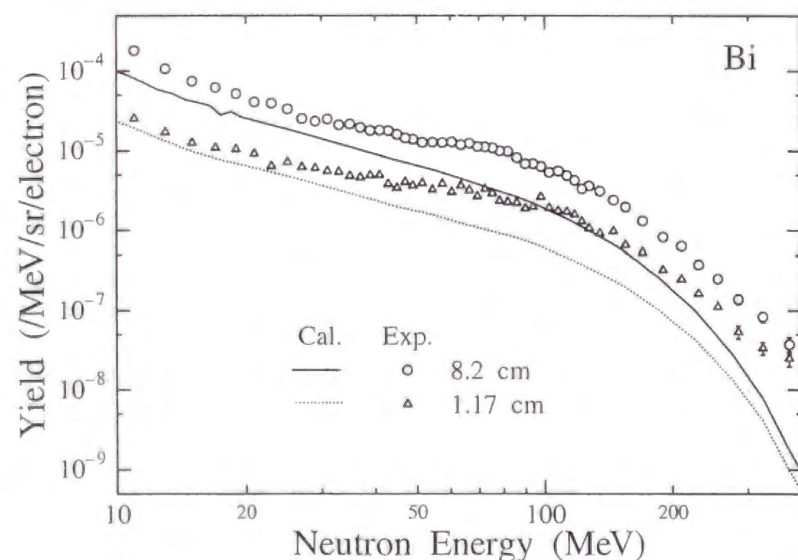


図 4.28: 2.04GeV 電子 1 個が Bi ターゲットに入射した時に、ターゲット表面から 90° 方向に放出される中性子スペクトルの測定、計算結果。○, △ はそれぞれターゲット厚 8.2, 1.17cm に対する測定結果を、実線、点線はそれに対応する計算結果を示している。測定条件、表示誤差、計算方法については図 4.23 に対するキャプションで説明している。

4.5.3 中性子スペクトルの計算方法

得られた中性子スペクトルを用いて PICA3 のベンチマークテストを行った。ただし、PICA3 では光核反応によって放出される粒子の二重微分断面積 (/MeV/sr) しか計算できないため、ターゲット内での粒子の輸送は EGS4 及び LCS(LAHET2.7 version) を用いて計算した。また、計算は光核反応や電子核反応によって直接放出される中性子だけでなく、それらの核反応によって放出された陽子や π^\pm がターゲット内で散乱、再吸収されることによって生成された中性子の寄与についても考慮した。

具体的には、まずターゲット内での光子及び電子の飛跡長をその空間分布まで EGS4 によって計算した。空間分布を導出する際は、ターゲットを照射表面からの深さ方向に対して 50 等分し、さらにその各領域を中心からの半径が 1cm 以内、1cm から 2cm、2cm 以上の 3 つの領域に分割することによって合計 150 の領域に対する飛跡長を計算した。次に、得られた飛跡長に PICA3 によって計算された中性子、陽子、 π^\pm に対する二重微分断面積を掛けることによってターゲット内で生成された各粒子の空間、角度、エネルギー分布を計算した。その際、電子核反応に対する断面積は第 3.3 節で説明した方法により、PICA3 で計算した光核反応に対する断面積から導出した。さらに、得られた各粒子の分布を LCS の入力データとして用いて各粒子のターゲット内での輸送を計算し、ターゲット側面から 90° 方向に放出される中性子の収率 (/MeV/sr/incident electron) を導出した。

計算した結果、全体の収率における電子核反応の寄与は、約 0.5Xo の非常に薄いターゲットに対しては約 20% 程度あるが、約 10Xo の厚いターゲットに対しては 2% 程度しかないことが判った。また、 π の散乱や再吸収によって生成される中性子による寄与は、 π が再吸収された時にその質量エネルギーの半分程度の中性子を放出する確率が高いため約 70MeV 程度で最大となり、ターゲットが厚い場合は全体の収率の約 10 数% となるが、ターゲットが薄い場合や中性子エネルギーが低い場合はそれほど大きくない。一方、陽子の散乱や再吸収によって生成される中性子は一般的にエネルギーが低く、光核反応によって生成される低エネルギー中性子の収率は非常に大きいためその影響は最大でも約 2% 程度であった。このような結果から、放出された中性子の大部分は光核反応によって直接生成されたものであると考えられる。

4.5.4 測定値と計算値の比較及び考察

図 4.23 ~ 図 4.28 より、中性子スペクトルの計算値と測定値は薄いターゲットの低エネルギー領域 (約 40MeV 以下) ではほぼ一致しているものの、それ以外の全てのターゲット、エネルギー領域に対して、計算値は測定値をファクター 3 程度過小評価していることが判る。また、その過小評価の大きさは中性子エネルギーが高いほど大きくなり、50MeV から 250MeV 程度の中性子収率に対してファクター 3 程度、それ以上のエネルギーに対してはさらに大きくなる。ただし、中性子エネルギーが 250MeV 以上になると、その収率の測定値に対する誤差がかなり大きくなっていくことに注意する必要がある。低エネルギー中性子の収率に対する比較結果の傾向がターゲットの厚さによって変化するのは、厚いターゲットから放出される低エネルギー中性子は主に低エネルギー光子による核反応の素過程で直接生成された中性子であるのに対し、薄いターゲットから放出された中性子は主に高エネルギー光子による核反応によって生

成された核子が、ターゲット内でカスケードを引き起こすことによって生成された中性子だからである。

この結果は、光子源（単色と連続スペクトル）や測定粒子（陽子と中性子）は違うが、Arends ら [90][91] の測定値と PICA3 の結果を比較した場合と傾向が一致する。図 2.27 及び図 2.30 から判るように、PICA3 の結果はかれらの測定値をファクター 3 程度過小評価している。また、この過小評価の傾向は、電子エネルギーは低いが同じく厚いターゲットから発生する中性子収率を測定した Eyss ら [3] の実験値と PICA3 による結果を比較した場合にも見られた。図 4.29 にその比較結果を示すが、図より入射電子エネルギーが 150、266 MeV 共に計算値は実験値を過小評価していることが判る。ただし、本研究の測定結果と比較した場合とは逆に、中性子エネルギーが低いほど過小評価の傾向が強くなっている。

このような過小評価に対する原因ははっきりと判っていないが、第 2.3 節で考察したように、PICA3 によって計算された光核反応に対する全反応断面積は実験値を非常に良く再現しているため、その各反応への分岐比（非 π 生成、 π 生成、多重 π 生成など）もしくは角度分布に問題があるのではないかと考えられる。

PICA3 は、第 2.3 節の考察によって結論づけられたように、非 π 生成反応によって放出される陽子の収率を過小評価する傾向や、多重 π 生成反応によって放出される高エネルギー π の収率を過大評価するといった傾向がある。非 π 生成と π 生成反応を比べた場合、 π 生成反応によって高エネルギー中性子が核内で生成される確率は約 1/2 であるが、非 π 生成反応によって生成される確率は 1 に近い。またその時の平均エネルギーを比べても、 π 生成反応によって生成された中性子の平均エネルギーは、その入射光子エネルギーの一部を π の質量エネルギーとして使われているため、非 π 生成反応によって生成された中性子の平均エネルギーと比べて小さくなる。したがって、全反応断面積に対する非 π 生成断面積の割合を過小評価すると、中性子の収率、特に高エネルギー中性子に対する収率を過小評価してしまう。

しかし、入射電子エネルギーが π 生成のしきい値程度 (150 MeV) に対しても、PICA3 で計算した中性子スペクトルは測定値を過小評価している。150 MeV 以下の光核反応は、巨大共鳴を除くとそのほとんどが準重陽子崩壊であると考えられるため、前述の非 π 、 π 生成反応分岐比の違いによってその過小評価を説明することはできない。さらに PICA3 で計算された準重陽子崩壊断面積は測定値をかなり正確に再現していることを考慮すると、この過小評価の原因は準重陽子崩壊によって生成される中性子の角度分布に問題があると考えられる必要がある。第 2.2.1 節で述べたように、PICA3 ではこの角度分布として重陽子の光崩壊に対する角度分布をそのまま用いているが、何か特別な角度分布を用いる必要があるのかも知れない。また、2.04 GeV 電子入射に対して、低エネルギー中性子の収率に対する比較結果の傾向がターゲットの厚さによって変化することからも、比較的低エネルギーで支配的な反応機構である準重陽子崩壊によって 90° 方向に放出される中性子の収率を過小評価していることが判る。

今後、現在再現できている全断面積や残留核収率に対する計算値を変えることなく、全体的に過小評価する傾向にある中性子収率に対する計算値が測定値と一致するように PICA3 を改良していく必要がある。

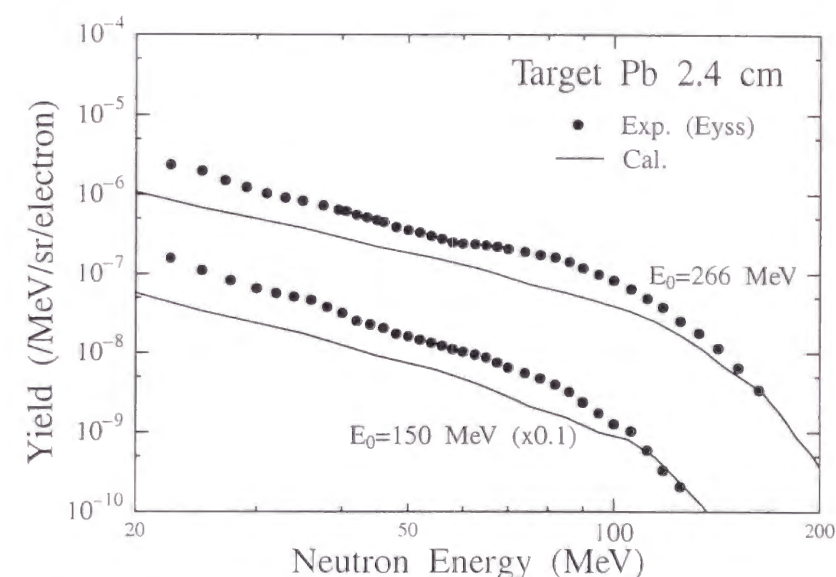


図 4.29: 150 MeV 及び 266 MeV 電子 1 個が厚さ 2.4 cm、半径 3.4 cm の Pb ターゲットに入射した時に 90° 方向に放出される中性子スペクトルの測定、計算結果。実験値は文献 [3] より引用し、計算値の導出方法は第 4.5.3 節で説明した方法と基本的に同じである。ただし、陽子や π の散乱や再吸収によって生成される中性子の寄与を計算で考慮していないため、入射エネルギー 266 MeV に対応する計算値は中性子エネルギー 70 MeV 付近で多少過小評価している可能性がある。入射エネルギー 150 MeV に対しては、ほとんど π が生成されないためこの影響は無視できるほど小さい。

4.5.5 無限体系のターゲット中に生成される中性子の収率

実際の電子加速器のビームダンプ周辺に対する遮蔽設計を行うには、無限体系のターゲット中に生成される中性子の収率が重要となってくる。この場合の無限体系とは、電磁カスケードによって生成された核反応を起こすことのできるエネルギー（8MeV～）を持った光子や電子が、ターゲット内で全て吸収され外に漏れないほどの大きさを持ったターゲットということを表している。このようなターゲット中で90°方向に生成される中性子の収率を、3つの中性子エネルギー群（10～20MeV、20～100MeV、100MeV～）に対して導出した。

このような中性子収率は、本研究で行った一番厚いターゲットに対する測定値に、計算コードによって導出した無限体系ターゲットと実際のターゲットでの中性子収率の比（変換比）を掛けることによって導出した。変換比は、第4.5.3節で説明したPICA3+EGS4+LCSによって計算されたターゲット表面から90°方向に放出された中性子の収率と、PICA3+EGS4によって計算された無限体系中で90°方向に発生する中性子の収率の比を導出することによって求められる。この変換比には、実験では測定できていない400MeV以上の中性子収率に対する寄与も含まれている。例えば、100MeV以上の中性子収率に対する変換比 $F_{100\sim}$ は、

$$F_{100\sim} = \frac{\int_{100}^{2040} Y_{\text{inf}}(E) dE}{\int_{100}^{400} Y_{\text{fin}}(E) dE}, \quad (4.15)$$

と表すことができる。ここで $Y_{\text{inf}}(E)$ はPICA3+EGS4で計算した無限体系ターゲット中で90°方向に発生するエネルギー E (MeV)の中性子の収率を表しており、 $Y_{\text{fin}}(E)$ はPICA3+EGS4+LCSによって計算された実験で用いたサイズのターゲットから90°方向に放出される中性子の収率を表している。

このようにして求めた変換比をまとめて表4.5に示す。放射長の単位で考えた場合、Cターゲットは非常に薄いのでそのエネルギーをほとんど吸収しないため、変換比は非常に大きくなっている。またAlターゲットも約1.6Xoとそれほど厚くないため、変換比は大きい。それ以外のターゲットはかなり厚いので、そのエネルギーのほとんどをターゲット内で吸収するため変換比は1に近い。また20～100MeVのエネルギー領域で変換比が1以下となっているのは、第4.5.3で説明したように光核反応や電子核反応により生成された π の再吸収によって、ターゲットから放出される中性子の収率が増加し、ターゲット内で生成された中性子の収率より大きくなっているからである。

このような計算によって求められた変換比を実験値に掛けることによって、無限体系のターゲット中で90°方向に生成される中性子の収率を導出した。その結果を、本研究で用いたターゲットの表面から90°方向に放出される中性子の収率に対する結果と共に図4.30に示す。図より、ターゲットの質量数の増加と共に無限体系に対する中性子の収率は小さくなるのが判る。これは、光核反応の断面積がほぼ質量数に比例（準重陽子崩壊は NZ/A に比例；式(2.5)参照）しているのに対し、無限体系中の光子の飛跡長にターゲットの密度を掛けた値はターゲットの質量数の増加と共に急激に小さくなるからである。

ただし、C、Alなど薄いターゲットに対する測定値から導出した低エネルギー群の中性子収率は、他のエネルギー群の収率と比べてその質量数に対する依存性が小さい。第4.5.4節で考察したように、低エネルギー中性子の収率の計算値は、薄いターゲット

表 4.5: 本研究で用いたターゲット表面から放出される中性子収率から、無限体系のターゲット中に生成される中性子収率への変換比。

ターゲット	10～20MeV	20～100MeV	100MeV～
C 10.0 cm	65.4	41.0	28.5
Al 14.0 cm	5.71	4.19	3.51
Cu 14.0 cm	1.06	0.97	1.05
Sn 12.1 cm	1.04	0.96	1.04
Pb 5.5 cm	1.06	0.97	1.05
Bi 8.2 cm	1.05	0.98	1.06

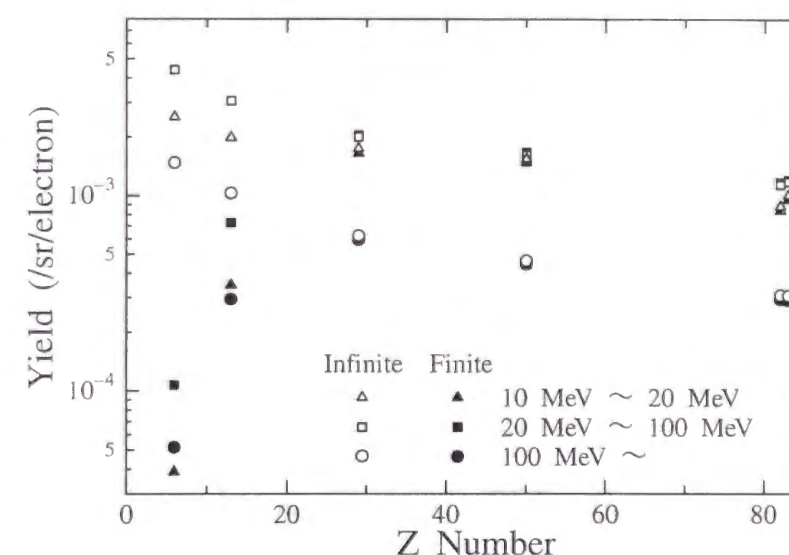


図 4.30: 無限体系のターゲット中で90°方向に生成される中性子の収率、及び本研究で用いたターゲットの表面から90°方向に放出される中性子の収率。

トに対して実験値とほぼ一致しているが、厚いターゲットに対しては過小評価している。変換率を計算する際、収率の計算値が実験値をターゲットの厚さに依存せずに過小評価している場合は問題ないが、このように厚いターゲットに対してのみ過小評価している場合は、その変換率も過小評価してしまう。したがって、この方法によって得られたC、Al無限体系中で生成される低エネルギー群中性子の収率は、最大ファクター3程度の範囲内で過小評価されていると予想される。

4.6 結論

2.04GeV電子を金属板ターゲットに直接入射した時に、ターゲット表面から90°方向に放出される中性子のスペクトルを、TOF法を用いて測定した。ターゲットには軽核から重核まで幅広く用い、その厚さも0.4Xo～13Xoと変化させて系統的に測定

を行った。また、検出器の種類、飛行距離、フライトパス上に設置した鉛板の厚さなどを变化させ、様々な測定条件によって得られたターゲット表面での中性子スペクトルに対する結果を比較したところ、10MeV ～ 400MeV の中性子に対する収率を比較的精度良く測定できていることが判明した。さらに、得られた測定値を計算コードを用いて補正することによって、実際の遮蔽設計でより重要となる、無限体系中で 90° 方向に生成される全中性子収率を、3つの中性子エネルギー群 (10 ～ 20MeV, 20 ～ 100MeV, 100MeV ～) に対して導出した。

一方、中性子スペクトルの測定値に対応する計算値を PICA3+EGS4+LCS を用いて導出した。その際、光核反応や電子核反応によって直接生成される中性子だけでなく、それらの核反応によって生成された陽子や π がターゲット内で散乱や再吸収されることによって生成される中性子の寄与も考慮して計算を行った。得られた中性子スペクトルの計算値と測定値を比較した結果、それらの値は薄いターゲットの低エネルギー領域 (約 40MeV 以下) ではほぼ一致しているものの、それ以外の全てのターゲット、エネルギー領域に対して、計算値は測定値をファクター 3 程度過小評価していることが判明した。

今後は、CFD のしきい値レベルを下げることによってさらに低いエネルギーの中性子に対する収率を測定したり、 $\Delta E/E$ カウンター法を用いて中性子だけでなく荷電粒子に対する収率を測定する予定である。また、 90° 方向だけでなく前方や後方に放出される中性子の収率も測定できるように、現在 PAL の施設を改造中である。また計算面では、すでに再現できている全断面積や残留核収率に対する計算値を変えることなく、全体的に過小評価する傾向にある中性子収率に対する計算値が測定値と一致するように、PICA3 を改良していく必要がある。

第5章 まとめ

本研究によって、電子加速器の遮蔽設計の際に重要となる、高エネルギー電子が厚いターゲットに入射したときに生成される放射性残留核の収率及び中性子スペクトルに対する実験値を得られた。また電子加速器の遮蔽計算で不可欠となる高エネルギー光核反応を扱える計算コードの中から PICA95 を選択し、それを改良することによって実験値の再現性を良くした。以下に本研究で得られた結果をまとめて示す。

PICA3 の開発

光核反応に対する核内カスケード計算コード PICA95 を以下の点について改良し PICA3 を作成した。

1. 準重陽子崩壊反応断面積の計算方法を改良した。
2. 巨大共鳴を考慮した。
3. 核子共鳴状態に対する核媒質効果を考慮した。
4. 高エネルギー光核反応断面積に対する Shadowing 効果を考慮した。
5. 複雑な形を持つ単一 π 生成の角度分布を考慮した。
6. 核子-核子散乱断面積の核媒質効果を考慮した。
7. 蒸発過程で使用している質量公式 (Mass Formula) を更新した。
8. 蒸発過程で使用する準位密度定数の励起エネルギー依存性を考慮した。

PICA3 による計算値と実験値を比較した結果、全反応断面積及び放射性残留核の収率に対して、計算値は全体的に実験値をよく再現することが判明した。光陽子スペクトルに対しても PICA3 はある程度実験値を再現しているが、非 π 生成反応によって放出される陽子の収率は過小評価している。しかし、実験値そのものがばらついていするためはっきり結論づけることはできなかった。また、光 π スペクトルに対しては、単一 π 生成による光 π スペクトルの絶対値はある程度一致したが、その時の角度分布に対してはあまり一致していなかった。さらに、多重 π 生成に対しては高エネルギー π の収率を過大評価する傾向にあった。

放射性残留核の収率の測定

2.04, 2.44, 及び 2.5GeV の電子を厚いターゲットに入射した時に生成される放射性残留核の収率を、巨大共鳴によって生成される残留核だけでなく核破碎反応によって生成されるものまで幅広く測定することができた。また得られた測定値を深さ方向に対して積分することによって、無限体系に入射したときに生成される各残留核の総放射能を導出した。

一方、得られた測定値に対する計算値を EGS4 及び PICA3 を用いて導出して比較したところ、フラグメンテーション反応や 2 次粒子による反応によって生成される一部の例外的な残留核に対する収率を除いて、計算値は実験値を精度良く再現することが判明した。また同じ計算方法を用いて無限体系中に生成する各残留核の単位出力当たりの総放射能に対する入射電子エネルギー依存性を計算したところ、1GeV 以上のエネルギーに対してほぼ一定値となるという結果を得た。

中性子収率の測定

2.04GeV 電子を厚い金属板ターゲットに直接入射した時に、ターゲット表面から 90° 方向に放出される中性子のスペクトルを、そのエネルギーが 10 ~ 400MeV の範囲内に対して TOF 法を用いて測定することができた。さらに、得られた測定値を計算コードを用いて補正することによって、無限体系中で 90° 方向に生成される全中性子収率を、3つの中性子エネルギー群 (10 ~ 20MeV, 20 ~ 100MeV, 100MeV ~) に対して導出した。

一方、中性子スペクトルの測定値に対応する計算値を PICA3+ EGS4+ LCS を用いて導出し、その測定値と比較した結果、それらの値は薄いターゲットの低エネルギー領域 (約 40MeV 以下) でほぼ一致しているものの、それ以外の全てのターゲット、エネルギー領域に対して、計算値は測定値をファクター 3 程度過小評価していることが判明した。この不一致の原因については現在も検討中である。

本研究によって得られた厚いターゲットに電子を入射した時に生成される放射性残留核の収率及び放出中性子スペクトルに対する実験値は、世界的に見ても前例のない高エネルギー領域に対するデータであり、今後建設される高エネルギー電子加速器の遮蔽設計の際や、光核反応に対する計算コードのベンチマーク実験値として非常に重要なデータであると評価されている。また、改良した計算コード PICA3 は、今後電子加速器の遮蔽設計だけでなく、光核反応の反応機構解明のためにも非常に有用なコードとなることが予想される。

参考文献

- [1] C. B. Fulmer, I. R. Williams, K. S. Toth and G. F. Dell, Phys. Rev. **188**, 1752 (1969)
- [2] G. Bathow, E. Freytag and K. Tesch, Nucl. Phys. **B2**, 669 (1967)
- [3] H. J. von Eyss and G. Luhrs, Z. Phys. **262**, 393 (1973)
- [4] M. Barbier, "Induced Radioactivity", North-Holland Publishing, Amsterdam ISBN 0720401453 (1969)
- [5] W. P. Swanson, "Radiological Safety Aspects of the Operation of Electron linear Accelerators", IAEA Technical reports series No.188, ISBN 92-0-125179-3 (1979)
- [6] A. H. Sullivan, "A Guide to Radiation and Radioactivity Levels Near High Energy Particle Accelerators", Nuclear Technology Publishing, England, ISBN 1 870965 18 3. (1992)
- [7] H. Dinter, A. Leuschner, K. Tesch, D. Dworak and J. Loskiewicz, "Calculation of Hadron Yields around Thick Targets and Doses behind Concrete Shielding of High Energy Electron Accelerator", Internal Report, DESY D3-95 (1999)
- [8] L. I. Schiff, Phys. Rev. **83**, 252 (1951)
- [9] W. R. Nelson, H. Hirayama and D. W. O. Rogers, "The EGS4 code system", SLAC-265 Stanford University, Stanford (1985)
- [10] M. J. Berger and S. M. Seltzer, "ETRAN Monte Carlo code system for electron and photon transport through extended media", CCC-107, Radiation shielding information center, Computer code collection, Oak Ridge National Laboratory, June (1968)
- [11] A. Fasso, A. Ferrari, J. Ranft, and P. R. Sala, "An Update about FLUKA", Proc. SARE-2, Geneva, 9-11 October, 1995, p.158
- [12] J. A. Halbleib and T. A. Mehorn, Nucl. Eng. **92**, 338 (1986)
- [13] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4.html>
- [14] O. E. Krivosheev and N. V. Mokhov, "New MARS and Its Applications", Proc. of SARE-3, Tsukuba, 7-9 May, 1997, p.12

- [15] S. G. Mashnik, A. J. Sierk, O. Bersillon, and T. A. Gabriel, "Cascade-Exciton Model Detailed Analysis of Proton Spallation at Energies from 10 MeV to 5 GeV", LA-UR-97-2905, Los Alamos National Laboratory (1997)
- [16] P. Degtyarenko, "Application of the Photonuclear Fragmentation Model to Radiation Protection Problems", Proc. SATIF-2, Geneva, 12-13 October, 1995, p.67
- [17] C. Y. Fu, "PICA95, An Intra-Nuclear Cascade Code for 25-MeV to 3.5-GeV Photon-Induced Nuclear Reactions", presented at SATIF-3, Sendai, 12-13 May, 1997
- [18] T. Fukahori, "ALICE-F Calculation of Nuclear Data up to 1 GeV", Proc. of the Specialists' Meeting on High Energy Nuclear Data, 3-4, Oct. 1991
- [19] H. G. Hughes, R. E. Prael, and R. Little, "MCNPX-The LAHET/MCNP Code Merger", Los Alamos National Laboratory Report XTM-RN(U) 97-012, April 22, 1997
- [20] P. Cloth *et al.*, "HERMES: A Monte Carlo Program System for Beam Materials Interaction Studies. KFA-IRE-E AN/12/88, Institut fur Reactorentwicklung Kernforschungsanlage Julich, (1988)
- [21] R. E. Prael *et al.* "User's Guide to LCS: The LAHET Code System", LA-UR-89-3014, Los Alamos National Laboratory, (1989)
- [22] S. S. Dietrich and B. L. Berman, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol.38, No2, 199 (1988)
- [23] J. S. Levinger, Phys. Rev. **84**, 43 (1951)
- [24] J. S. Levinger, Phys. Lett. **B82**, 181 (1979)
- [25] M. B. Chadwick, P. Oblozinsky, P. E. Hodgson, and G. Reffo, Phys. Rev. **C44**, 814 (1991)
- [26] P. J. Carlos *et al.* Phys. Lett. **B203**, 33 (1988)
- [27] M. Kanazawa *et al.* Phys. Rev. **C35**, 1828 (1987)
- [28] T. Emura *et al.* Phys. Rev. Lett. **73**, 404 (1994)
- [29] K. Ukai and T. Nakamura, "Data Compilation of Single Pion Photoproduction Below 2 GeV", INS-T-550, Institute for Nuclear Study, University Tokyo, (1997)
- [30] R. L. Walker, Phys. Rev. **182**, 1729 (1969)
- [31] W. J. Metcalf and R. L. Walker, Nucl. Phys. **B76**, 253 (1974)

- [32] J. H. Koch, E. J. Moniz and N. Ohtsuka, Ann. Phys. **154**, 99 (1984)
- [33] R. Serber, Phys. Rev. **72**, 1114 (1947)
- [34] H. W. Bertini, Phys. Rev. **131**, 1801 (1963)
- [35] I. Dostrovsky, P. Rabinowitz, and R. Bivins, Phys. Rev. **111**, 1659 (1958)
- [36] J. J. Griffin, Phys. Rev. Lett. **17**, 478 (1966)
- [37] T. A. Gabriel, M. P. Guthrie and O. W. Hermann, "Instructions for the operation of the program PICA, an intra-nuclear-cascade calculation for high energy(30 to 400 MeV) photon-induced nuclear reactions", ORNL-4687 (1971)
- [38] T. W. Armstrong, R. G. Alsmiller Jr., K. C. Chandler, and B. L. Bishop, Nucl. Sci. Eng. **49**, 82 (1972)
- [39] K. Kikuchi and M. Kawai, Nuclear Matter and Nuclear Reactions (North-Holland, Amsterdam, 1968), p5
- [40] J. Garvey *et al.*, Nucl. Phys. **70**, 241 (1965)
- [41] J. L. Matthews, "Calculation of Nucleon Spectra and Angular Distributions from the Quasi-Deuteron Model for the High energy Photoeffect", Dissertation, Massachusetts Institute of Technology (1967)
- [42] F. Partovi, Ann. Phys. **27**, 79 (1964)
- [43] A. V. Tollestrup and J. C. Keck, Phys. Rev. **101**, 360 (1956)
- [44] R. Ching and C. Schaerf, Phys. Rev. **141**, 1320 (1966)
- [45] D. A. Jenkins, P. T. Debevec, and P. D. Harty, Phys. Rev. **C50**, 74 (1994)
- [46] P. Dougan, T. Kivikas, K. Lugner, V. Ramsay and W. Stiefler, Z. Phys. **A276**, 55 (1976)
- [47] C. Bochna *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4576 (1998)
- [48] A. Lepretre, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, J. Fagot, A. De Miniac, and A. Veyssiere, Nucl. Phys. **A367**, 237 (1981)
- [49] K. K. Gudima *et al.*, Yad. Fiz. **21**, 260 (1975)
- [50] J. Chang, and T. Fukahori "GALEG User's Manual", private communication.
- [51] B. L. Berman, R. E. Pywell, S. S. Dietrich, M. N. Thompson, K. G. McNeill, J. W. Jury, Phys. Rev. **C36**, 1286 (1987).
- [52] S. J. Brodsky and J. Pumplin, Phys. Rev. **182**, 1794 (1969)
- [53] K. Gottfried and D. R. Yennie, Phys. Rev. **182**, 1595 (1969)

- [54] N. Bianchi *et al.*, Phys. Rev. C**54**, 1688 (1996)
- [55] G. Piller, W. Ratzka and W. Weise, Z. Phys. A**352**, 427 (1995)
- [56] PDG, L. Montanet *et al.*, Phys. Rev. D**50** (1994)
- [57] T. H. Bauer, R. D. Spital, D. R. Yennie and F. M. Pipkin, Rev. Mod. Phys. **50**, 261 (1978)
- [58] EMC, J. J. Aubert *et al.*, Nucl. Phys. B**213**, 1 (1983)
- [59] S. D. Holmes, W. Lee, and J. E. Wiss, Ann. Rev. of Nucl. and Part. Sci. **35**, 397 (1985)
- [60] P. Distas and G. Shaw, Nucl. Phys. B**113**, 246 (1976)
- [61] G. R. Brookes *et al.*, Phys. Rev. D**8**, 2826 (1973)
- [62] Michalowski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977)
- [63] M. Jacob and G. C. Wick, Ann. Phys. (N.Y.) **7**, 404 (1959)
- [64] G. Fischer, H. Fischer, M. Heuel, G. von Kotley, G. Knop and J. Stumpf, Nucl. Phys. B**16**, 119 (1970)
- [65] G. Fischer *et al.*, Nucl. Phys. B**16**, 93 (1970)
- [66] E. Hilger, H. J. Roegler, L. M. Simons and M. Tonutti, " π^0 Photoproduction Cross Sections near the First Resonance at pion c.m. angles from 10° to 70° ", Bonn Preprint, PI 1-103 (1970)
- [67] G. von Hotley, G. Knop, H. Stein, J. Stumpf and H. Wahlen, "The π^-/π^+ ratio of photoproduction on deuterium for energies between 240 and 400 MeV", Bonn Preprint, PIB 1-166 (1972)
- [68] E. Lodi-Rizzini *et al.*, Nuovo Cimento Lett. **3**, 697 (1970)
- [69] G. Q. Li and B. Machleidt, Phys. Rev. C**48**, 1702, (1993)
- [70] G. Q. Li and B. Machleidt, Phys. Rev. C**49**, 566, (1994)
- [71] A. Gilbert and A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446 (1965)
- [72] J. W. Truran, A. G. W. Cameron and E. Hilf, Proc. Int. Conf. on the Properties of Nuclei, Leysin, 1970, vol. 1, p.275
- [73] J. L. Cook, H. Ferguson, and A. R. D. Musgrove, Aust. J. Phys. **20**, 477 (1967)
- [74] A. V. Ignatyuk, G. N. Smirenkin, and A. S. Tishin, Sov. J. Nucl. Phys. **21**, 255 (1975)

- [75] A. H. Wapstra, G. Audi, and R. Hoekstra, Atomic Data and Nuclear Data Tables, **39**, 281 (1988)
- [76] T. Tachibana, M. Uno, M. Yamada and S. Yamada, Atomic Data and Nuclear Data Tables, **39**, 251 (1988)
- [77] J. L. Matthews, D. J. S. Findlay, S. N. Gardiner and R. O Owens, Nucl. Phys. A**267**, 51 (1976)
- [78] J. Ahrens *et al.*, Nucl. Phys. A**251**, 479 (1975)
- [79] R. Bergere, H. Beil and A. Veyssiere, Nucl. Phys. A**121**, 463 (1968)
- [80] J. E. Woodworth, K. G. McNeill, J. W. Jury, R. A. Alvarez, B. L. Berman, D. D. Faul and P. Meyer, Phys. Rev. C**19**, 1667 (1979)
- [81] A. K. Ananikyan *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **46**, 208 (1987)
- [82] E. A. Arakelyan *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 1 (1985)
- [83] M. L. Ghedira, Proceedings of the 8-eme Session de Physique Nucleaire, (Aussais 1985), S.9-1
- [84] C. Chollet, *et al.*, Phys. Lett. B**237**, 331 (1983)
- [85] J. Arends *et al.*, Phys. Lett. B**98**, 423 (1981)
- [86] P. Carlos *et al.*, Nucl. Phys. A**431**, 573 (1984)
- [87] S. Shibata *et al.*, Phys. Rev. C**35**, 254 (1987)
- [88] S. R. Sarkar *et al.*, Radiochim. Acta. **55**, 113 (1991)
- [89] H. Haba *et al.*, "Radiochemical Studies of the Photofission Reactions of ^{197}Au and ^{209}Bi at Intermediate Energies", Extended Abstracts of 5th International Conference on Nuclear and Radiochemistry, Switzerland, 2000
- [90] Arends *et al.*, Z. Phys. A**298**, 103 (1980)
- [91] Arends *et al.*, Nucl. Phys. A**526**, 479 (1991)
- [92] G. E. Cross *et al.*, Nucl. Phys. A**593**, 463 (1995)
- [93] M. Anghinolfi *et al.*, Nucl. Phys. A**457**, 645 (1986)
- [94] K. Baba *et al.*, Nucl. Phys. A**415**, 462 (1984); Phys. Lett. B**113**, 459 (1982)
- [95] M. Kanazawa *et al.*, Phys. Rev. C**35**, 1828 (1987)
- [96] C. Y. Fu, T. A. Gabriel and R. A. Lillie, "PICA-95 An Intranuclear-Cascade Code for 25 MeV to 3.5 GeV Photon-Induced Nuclear Reactions", not published, private communication

- [97] J. Arends *et al.*, Z. Phys. A**305**, 205 (1982)
- [98] S. Noguchi *et al.*, "Experimental Study of Single Charged Pion Photoproduction from Complex Nuclei", Internal Report of Department of Physics Hiroshima University (HUPD) - 7513
- [99] K. L. Brown and R. Wilson, Phys. Rev. **93**, 443 (1954)
- [100] H. Bethe and W. Heitler, Proc. Roy. Soc. A**146**, 93 (1934)
- [101] C. B. Fulmer, K. S. Toth, I. I. Williams and G. F. Dell, Phys. Rev. C**4**, 2123 (1971)
- [102] E. Longo and I. Sestili, Nucl. Inst. Meth. **128**, 283 (1975)
- [103] X. Mao, K. R. Kase and W. R. Nelson, Health Phys. **70**, 207 (1996)
- [104] W. C. Barber, and W. D. George, Phys. Rev. **116**, 1551 (1959).
- [105] N. N. Kaushal, E. J. Winhold, P. F. Yergin, H. A. Medicus, and R. H. Augustson, Phys. Rev. **175**, 1330 (1968).
- [106] J. A. Rawlins, C. Glavina, S. H. Ku, and Y. M. Shin, Nucl. Phys. A**122**, 128 (1968).
- [107] J. K. Dickens, "SCINFUL: A Monte Carlo Based Computer Program to Determine Scintillator Full Energy Response to Neutron Detection for E_n between 0.1 and 80 MeV: User's Manual and FORTRAN Program Listing", ORNL-6462, Oak Ridge National Laboratory (1988)
- [108] R. A. Cecil, B. D. Anderson, and R. Madey, Nucl. Inst. Meth. **161**, 439 (1979)
- [109] G. Dietze and H. Klien, Nucl. Inst. Meth. **197**, 549 (1982)
- [110] K. Shin, H. Tokumaru, M. Yoshida, and T. Hyodo, "Calculation of Neutron Response Functions of NE-213 Scintillator in the Energy Range up to 40 MeV", Mem. Fac. Eng. Kyoto Univ. **41**, 116 (1979)
- [111] G. F. Knoll 著, 木村逸朗, 阪井英次訳, "放射線計測ハンドブック", 日刊工業新聞社 (1982)
- [112] R. E. Textor and V. V. Verbinski, "O5S: A Monte Carlo Code for Calculation Pulse Height Distributions due to Monoenergetic Neutrons Incident on Organic Scintillators", ORNL-4160, Oak Ridge National Laboratory, (1968)
- [113] N. R. Stanton. COO-1545-92, (1971)
- [114] D. Garber, "ENDF/B-V, Report BNL-17541 (ENDF-201)", Oct. (1975)
- [115] M. W. McNaughton, N. S. P. King, F. P. Brady, and J. L. Ullmann, Nucl. Inst. Meth. **129**, 241 (1975)

- [116] A. DEL. Guerra, Nucl. Inst. Meth. **135**, 337 (1976)
- [117] 中尾徳晶, "高エネルギー陽子加速器施設の遮蔽に関する実験的研究", 博士論文, 東北大学大学院, 工学研究科原子核工学専攻 (1998)
- [118] K. Sumita *et al.*, "Osaka University 14 MeV Intense Neutron Source and Its Utilization for Fusion Studies" Proc. 12th Symp. Fusion Technology, Julich, 13-17 September, 1982, Vol.1, p.681
- [119] M. Takada, T. Nakamura, M. Baba, T. Iwasaki, and T. Kiyosumi, Nucl. Inst. Meth. A**372**, 253 (1996)
- [120] JAERI TIARA Annual Report Vol. 1 (1992), JAERI-M 93-047 (1993)
- [121] N. Nakao *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A**420**, 218 (1999)
- [122] WWW address: <http://www.nndc.bnl.gov/>
- [123] J. F. Briesmeister, "Monte Carlo N-Particle Code, Version 4B", LA-12625-M (1997)

謝辞

本研究を遂行するに当たり、まだ自分が光核反応についてまったく知識のなかった時代から長年に渡りご指導、ご鞭撻いただきました京都大学工学研究科の秦和夫助教授に深く感謝致します。研究面でのご指導はもちろん、多方面に渡って貴重な助言を数多くいただき、大変参考になりました。高エネルギー加速器研究機構の伴秀一助教授には、行った全ての実験に対して入念な準備と環境作りをしていただき、ご指導、ご鞭撻いただき、ここに深く感謝の意を表します。また、研究面だけでなく、研究者としての心構えなども重ねて指導していただき、大変参考になりました。

高エネルギー加速器研究機構の平山英夫教授、川合将義教授、鵜飼熊太郎助教授、小俣和夫助手、波戸芳仁助手、中尾徳晶助手の方々には、長年に渡って本研究を遂行する上で貴重な助言をいただき、また実験の際にはご指導とご協力をいただき、深く感謝致します。

高エネルギー加速器研究機構での放射性残留核測定の実験においてご指導、ご協力いただきました小林仁教授、沖雄一助手、栗原俊一助手、諏訪田剛助手、中村一技官に深く感謝致します。また、実験にご協力いただきました KEKB Linac のスタッフの皆様にも深く感謝致します。

日本原子力研究所高崎研究所サイクロトロン施設 (TIARA) の実験においてご協力いただいた高崎研究所の田中進氏、東海研究所の山口恭弘氏、坂本幸夫氏、中根佳弘氏、神戸商船大学の小田啓二助教授に深く感謝いたします。また、実験にご協力いただきました TIARA スタッフの皆様にも深く感謝いたします。

理化学研究所リングサイクロトロン施設 (RRC) での実験においてご協力いただいた上蓑義朋氏に深く感謝いたします。また実験にご協力いただきました RRC スタッフの皆様にも深く感謝いたします。

東北大学サイクロトロンラジオアイソトープセンター (CYRIC) での実験においてご協力いただきました東北大学の中村尚司教授に深く感謝いたします。また、実験にご協力いただきました CYRIC スタッフの皆様及び東北大学中村研究室の皆様にも深く感謝いたします。

大阪大学強力 14MeV 中性子工学実験装置 (OKTAVIAN) の実験においてご協力いただいた大阪大学の村田勲助手、高エネルギー加速器研究機構の穂積憲一技官に深く感謝いたします。また、実験にご協力いただきました OKTAVIAN スタッフの皆様にも深く感謝いたします。

韓国の Pohang Accelerator Laboratory (PAL) の実験においてご指導、ご協力いただいた Heeseock Lee 氏、Guinyun Kim 氏に深く感謝いたします。特に Heeseock Lee 氏には実験に対する入念な準備から韓国での実験中の生活面でのサポートまであらゆる面で大変お世話になりました。また、実験にご協力いただきました PAL スタッフ

の皆様にも深く感謝いたします。

PICA3 を開発する際に貴重な助言を数多くいただきました Oak Ridge National Laboratory の T. A. Gabriel 氏、C. Y. Fu 氏に深く感謝いたします。また、主に低エネルギーの光核反応に対する改良について貴重な助言を数多くいただきました日本原子力研究所の深堀智生氏に深く感謝いたします。また、PICA3 のベンチマークテストを行う際に貴重な実験データを提供していただき、また数多くの助言をいただきました日本原子力研究所の羽場宏光氏、日本大学の松村宏助手に深く感謝いたします。

本論文をまとめるにあたり、貴重な助言とご指導いただきました京都大学の今西信嗣教授、山本克治助教授に深く感謝いたします。

最後に、研究を進める上で長年に渡って根気よくご指導、ご鞭撻いただきました京都大学の木村逸郎名誉教授（現原子力安全システム研究所技術システム研究所長）、神野郁夫助教授、金澤哲助手ならびに中性子工学研究室の先輩、後輩の皆様にも深く感謝いたします。

2001 年 1 月 佐藤達彦